

Université de Montréal

**Détection des événements de “Minimum Bias” et neutrons avec les détecteurs  
ATLAS-MPX par simulations**

par  
Jorge-Andres Macana-Goia

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique

Août, 2011

© Jorge-Andres Macana-Goia, 2011.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Détection des événements de “Minimum Bias” et neutrons avec les détecteurs  
ATLAS-MPX par simulations**

présenté par:

Jorge-Andres Macana-Goia

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bastien,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....

## RÉSUMÉ

Un réseau de seize détecteurs ATLAS-MPX a été mis en opération dans le détecteur ATLAS au LHC du CERN. Les détecteurs ATLAS-MPX sont sensibles au champ mixte de radiation de photons et d'électrons dans la caverne d'ATLAS et sont recouverts de convertisseurs de fluorure de lithium et de polyéthylène pour augmenter l'efficacité de détection des neutrons thermiques et des neutrons rapides respectivement. Les collisions à haute énergie sont dominées par des interactions partoniques avec petit moment transverse  $p_T$ , associés à des événements de "minimum bias". Dans notre cas la collision proton-proton se produit avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse avec une luminosité de  $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$  telle que fixée dans les simulations. On utilise la simulation des événements de "minimum bias" générés par PYTHIA en utilisant le cadre Athena qui fait une simulation GEANT4 complète du détecteur ATLAS pour mesurer le nombre de photons, d'électrons, des muons qui peuvent atteindre les détecteurs ATLAS-MPX dont les positions de chaque détecteur sont incluses dans les algorithmes d'Athena. Nous mesurons les flux de neutrons thermiques et rapides, générés par GCALOR, dans les régions de fluorure de lithium et de polyéthylène respectivement. Les résultats des événements de "minimum bias" et les flux de neutrons thermiques et rapides obtenus des simulations sont comparés aux mesures réelles des détecteurs ATLAS-MPX.

**Mots clés:** ATLAS-MPX, "Minimum-bias", neutrons, petit moment transverse, Athena, GEANT4, GCALOR, luminosité.

## ABSTRACT

A network of sixteen ATLAS-MPX detectors has been put in operation in the ATLAS detector at CERN-LHC. ATLAS-MPX detectors are sensitive to a mixed radiation field of photons and electrons in the ATLAS cavern and are covered with lithium fluoride and polyethylene converters in order to increase the detection sensitivity of thermal neutrons and fast neutrons respectively. High energy collisions are dominated by partonic interactions with small transverse moment  $p_T$ , associated with "minimum bias" events. In our case, the proton-proton collision occurs with a center-of-mass energy of 7 TeV with a fixed luminosity of  $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$  in the simulations. We use "minimum bias" events simulation generated by PYTHIA using the framework Athena. Athena's framework makes a full GEANT4 simulation of the ATLAS detector. We include the positions of each detector in the Athena algorithms for measuring the number of photons, electrons and muons that can reach the detectors ATLAS-MPX. We measure the fluxes of thermal and fast neutrons generated by GCALOR in lithium fluoride and polyethylene regions respectively. The "minimum bias" events results and the flow of thermal and fast neutrons obtained by simulations are compared with real measurements of the ATLAS-MPX detectors.

**Keywords:** ATLAS-MPX, "Minimum-bias", neutrons, small transverse momentum, Athena, GEANT4, GCALOR, luminosity.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b>	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b>	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b>	<b>viii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b>	<b>xi</b>
<b>LISTE DES ANNEXES</b>	<b>xvi</b>
<b>LISTE DES SIGLES</b>	<b>xvii</b>
<b>NOTATION</b>	<b>xviii</b>
<b>DÉDICACE</b>	<b>xix</b>
<b>REMERCIEMENTS</b>	<b>xx</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 2 : L'ÉXPÉRIENCE ATLAS</b>	<b>3</b>
2.1 Le détecteur ATLAS	3
2.2 Le système de coordonnées d'ATLAS	4
2.3 Description du détecteur ATLAS	5
2.3.1 Structure cylindrique en pelure d'oignon	5
2.4 Le modèle informatique d'ATLAS	10
2.5 Le modèle de données des événements	11
2.6 Le cadre Athena	13

<b>CHAPITRE 3 : LE DÉTECTEUR ATLAS-MPX . . . . .</b>	<b>15</b>
3.1 Le détecteur ATLAS-MPX . . . . .	15
3.2 Le réseau des détecteurs ATLAS-MPX . . . . .	15
3.3 Interactions des particules chargées avec le détecteur ATLAS-MPX . . .	19
3.4 Particules chargées lourdes . . . . .	19
3.5 Particules chargées légères . . . . .	24
3.6 Particules au minimum d’ionisation (MIP) . . . . .	27
3.7 Interaction des particules neutres avec le détecteur ATLAS-MPX . . . .	29
3.8 Photons . . . . .	29
3.8.1 Effet photoélectrique . . . . .	29
3.8.2 Diffusion Compton . . . . .	30
3.8.3 Création de paires . . . . .	30
3.9 Photons dans le détecteur ATLAS-MPX . . . . .	31
3.9.1 Coefficient d’absorption totale et atténuation . . . . .	32
3.10 Neutrons lents . . . . .	32
3.10.1 Réactions nucléaires dans les convertisseurs . . . . .	32
3.10.2 Probabilité de détection des neutrons thermiques . . . . .	34
3.11 Neutrons rapides . . . . .	38
3.11.1 Collisions élastiques . . . . .	38
3.11.2 Convertisseur de polyéthylène . . . . .	39
3.12 Réactions nucléaires dans le silicium . . . . .	41
<b>CHAPITRE 4 : MAFALDA (MEDIPIX ANALYSIS FRAMEWORK) . . .</b>	<b>44</b>
4.1 MAFalda (Medipix Analysis Framework) . . . . .	44
4.1.1 Reconnaissance des particules avec MAFalda . . . . .	44
4.1.2 L’algorithme de reconnaissance . . . . .	45
4.1.3 Les types de blobs . . . . .	46
<b>CHAPITRE 5 : ÉVÉNEMENTS DE “MINIMUM BIAS” . . . . .</b>	<b>48</b>
5.1 Introduction . . . . .	48
5.2 Événements de “Minimum bias” . . . . .	49

5.3	Interactions des événements de “minimum bias” . . . . .	49
5.4	Distribution de pseudorapidité . . . . .	52
5.5	Caractéristiques des événements inélastiques . . . . .	53
<b>CHAPITRE 6 : RÉPONSE DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX AUX ÉVÉNEMENTS DE “MINIMUM BIAS” ET NEUTRONS À PARTIR DE LA SIMULATION GEANT4 . . . . .</b>		<b>58</b>
6.1	Simulation des événements de “Minimum bias” . . . . .	58
6.1.1	Paramètres du détecteur ATLAS-MPX . . . . .	60
6.1.2	Résultats de la simulation . . . . .	62
6.1.3	Résultats de la simulation avec d’autres particules . . . . .	63
6.1.4	Comparaison avec les données ATLAS-MPX . . . . .	66
6.2	Les comparaisons avec les données obtenues par ATLAS-MPX . . . . .	66
6.3	Comparaison des muons comme mips et données ATLAS-MPX . . . . .	66
6.3.1	Analyse de jets dans les détecteurs ATLAS-MPX . . . . .	67
6.4	Simulation des neutrons et comparaison avec données ATLAS-MPX . . . . .	69
<b>CHAPITRE 7 : CONCLUSION . . . . .</b>		<b>74</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>77</b>
II.1	Calcul de luminosité dans les détecteurs ATLAS-MPX . . . . .	xxiii

## LISTE DES TABLEAUX

2.I	Couverture en pseudorapidité des divers sous-détecteurs d'ATLAS [11]. . . . .	5
3.I	Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le détecteur ATLAS et sa caverne. L'origine du système de coordonnées est placée au point d'interaction des faisceaux proton-proton (voir figure 2.1). .	18
3.II	Fraction maximale transférée au noyau de masse A par un neutron rapide. La fraction maximale diminue quand la masse du noyau de recul augmente. . . . .	39
3.III	Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et $\sim 10$ MeV [28]. . . . .	43
5.I	Paramètres utilisés pour générer des événements de "minimum bias" (NSD). MSUB(94) : menu de sous-processus diffraction double, MSUB(95) : menu de sous-processus de bas $p_T$ [34][39]. . . . .	50
5.II	Paramètres QCD définis dans les générateurs d'événements "minimum bias" dans PYTHIA[39]. . . . .	51
5.III	Prédictions pour la section efficace transverse pour les interactions proton-proton à $\sqrt{s}=7$ TeV de PYTHIA [35]. . . . .	57
6.I	Nombre de particules, muons, photons, des électrons et jets simulés avec GEANT4 et reconstruits par Athena. Le nombre de photons, de muons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	63
6.II	Nombre des particules générées avec la simulation GEANT4. Les données en gras correspondent à des particules qui viennent du point de collision et peuvent atteindre les détecteurs ATLAS-MPX. . . . .	64



6.III	La masse, demi-vie des particules générées dans la simulation. $\gamma$ est le facteur de Lorentz. [15]. . . . .	65
6.IV	Nombre de particules par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX, selon les simulations GEANT4 et Athena. Le nombre de photons, de muons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	67
6.V	Nombre des particules par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) pour le champ mixte des photons et électrons après la simulation GEANT4 et Athena et le nombre de photons et électrons mesurés pour les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre de photons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	68
6.VI	Pourcentage de photons et d'électrons ("minimum bias") de la simulation qui peuvent être mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre de photons et d'électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	69
6.VII	Nombre des muons(mips) et nombre de mips(MPX) par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) trouvés par la simulation GEANT4 et Athena, et la fraction des muons(mips) mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre des muons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	70

6.VIII	Comparaison entre le flux des neutrons avec une énergie inférieure à 100 keV générés par GCALOR et le flux des neutrons mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX [38]. Le flux de neutrons mesuré avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	71
6.IX	Comparaison entre le flux des neutrons avec une énergie supérieure à 100keV générée par GCALOR et le flux mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX [38]. Le flux de neutrons mesuré avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	73
I.I	Efficacité géométrique pour les détecteurs ATLAS-MPX. . . . .	xxi
I.II	Efficacité de détection pour photons, électrons, muons, neutrons thermiques et neutrons rapides. . . . .	xxii
II.I	Luminosité intégrée mesurée avec les détecteurs ATLAS-MPX. La luminosité intégrée mesurée avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement. . . . .	xxiv

## LISTE DES FIGURES

2.1	Le système de coordonnées d'ATLAS. . . . .	5
2.2	Vue en coupe du détecteur ATLAS. Les dimensions du détecteur sont de 25 m de diamètre et 44 m de longueur. Le poids total du détecteur est d'environ 7000 tonnes [11]. . . . .	6
2.3	Le système magnétique d'ATLAS [11]. . . . .	7
2.4	Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS [11]. . . . .	8
2.5	Vue en coupe du détecteur du système calorimétrique d'ATLAS [11]. . . . .	8
2.6	Spectromètre à muons d'ATLAS [11]. . . . .	9
2.7	Conteneurs de données d'événements d'ATLAS [1]. . . . .	11
2.8	Conteneurs de données d'événements d'ATLAS, ESD et AOD [1].	12
2.9	Athena est le cadre que nous utilisons pour contrôler le flux d'exécution de nos applications (HLT, simulation, la reconstruction, et de l'analyse) [1]. . . . .	14
3.1	Détecteur ATLAS-MPX avec l'interface USB. . . . .	16
3.2	Électronique du détecteur ATLAS-MPX. . . . .	16
3.3	Seize détecteurs ATLAS-MPX sont installés dans le détecteur ATLAS et sa caverne. . . . .	17
3.4	Détecteur ATLAS-MPX : a) Photographie du détecteur ATLAS-MPX après l'assemblage des convertisseurs. b) Image par rayons-x du détecteur ATLAS-MPX. Les rayons-X interagissent différemment dans chaque région du détecteur (les couleurs sont artificielles). . . . .	20

3.5	Réponse du détecteur ATLAS-MPX à différents types de particules. a) Électrons émis par une source radioactive de $^{106}\text{Ru}$ . b) Rayons cosmiques présentant des traces de muons. c) Particules- $\alpha$ de 10 MeV avec une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur. d) Protons de 10 MeV avec une incidence de 85 degrés par rapport à la normale à la surface du détecteur [28]. . . . .	21
3.6	Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique de particules- $\alpha$ [7]. . . . .	23
3.7	Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique de protons [7]. . . . .	23
3.8	Taille des amas en fonction du voltage externe pour des protons d'énergie de 4 MeV (rouge), les particules alpha de 16.5 MeV d'énergie (noir) et Deuterium de 5.5 MeV d'énergie (vert), avec une incidence normale à la surface du détecteur. . . . .	24
3.9	Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence pour des protons d'énergie de 10 MeV (rouge) et 6 MeV (noir), avec un voltage externe de 100 V. . . . .	25
3.10	La perte d'énergie en fonction de la distance parcourue par la particule- $\alpha$ dans la matière est représentée par la courbe de Bragg. . . . .	25
3.11	Figure montrant des exemples de traces que peuvent laisser des particules chargées lourdes avec a) une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur et avec b) une incidence non perpendiculaire à la surface du détecteur. Le nombre de pixels activés va varier en fonction du dépôt d'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente. . . . .	26
3.12	Perte d'énergie en fonction de l'énergie cinétique des électrons dans le silicium [7]. . . . .	28
3.13	Exemple de traces que peut laisser un électron avec une énergie cinétique de l'ordre du keV dans le détecteur ATLAS-MPX. . . .	28
3.14	Effet photoélectrique. . . . .	30

3.15	Section efficace de l'effet photoélectrique dans le silicium en fonction de l'énergie du photon. [7]. . . . .	31
3.16	Effet Compton . . . . .	32
3.17	Section efficace de la diffusion Compton dans le silicium en fonction de l'énergie du photon [7]. . . . .	33
3.18	Création de paires dans la matière. . . . .	34
3.19	Section efficace de la création de paires dans le silicium en fonction de l'énergie du photon [7]. . . . .	35
3.20	Convertisseur de fluorure de lithium déposé sur un détecteur au silicium et interaction de neutrons thermiques. . . . .	36
3.21	Convertisseur de polyéthylène couvrant un détecteur au silicium. Le neutron rapide transfère son énergie au noyau d'hydrogène et le proton recule. . . . .	40
3.22	a) Portée du carbone dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique. La portée du carbone est petite comparativement à l'épaisseur du convertisseur (1.3 mm). b) Portée du proton dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique. [28] . . . . .	40
3.23	Le nombre d'atomes par cm du convertisseur ayant une collision avec les neutrons rapides. $N_H\sigma_H$ représente les collisions entre les neutrons et l'hydrogène (bleu) avec $N_H=7.91 \times 10^{22}$ atomes/cm <sup>3</sup> . $N_C\sigma_C$ représente les collisions entre les neutrons et le carbone (rouge) avec $N_C=3.96 \times 10^{22}$ atomes/cm <sup>3</sup> [28]. . . . .	42
3.24	Probabilité angulaire de diffusion[28] [5] pour des neutrons de 1 MeV (noir), 2 MeV (vert), 3 MeV (bleu) et 4 MeV (rouge). . . . .	42
4.1	Catégorisation des traces des particules par MAFalda. a)Hit individuel. b)Hit double. c)Hit triple. d)Quad hit. e)Blobs lourds. f)Traces lourdes. g)Traces courbées. h)Traces droites. i)Groupe de pixels activés. . . . .	47

5.1	ISUB 11 : sous-processus interne $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$ où $q_i$ et $q_j$ sont des quarks . . . . .	51
5.2	ISUB 12 : sous-processus interne $q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j$ où $q_i$ et $\bar{q}_j$ sont des quarks et antiquarks respectivement . . . . .	51
5.3	ISUB 13 : sous-processus interne $q_i \bar{q}_j \rightarrow gg$ où $q_i$ et $\bar{q}_j$ sont des quarks et antiquarks respectivement. $g$ sont des gluons . . . . .	52
5.4	ISUB 28 : sous-processus interne $q_i g \rightarrow q_i g$ où $q_i$ sont des quarks et $g$ sont des gluons . . . . .	52
5.5	ISUB 53 : sous-processus interne, $gg \rightarrow q_i \bar{q}_j$ où $q_i$ et $\bar{q}_j$ sont des quarks et antiquarks respectivement. $g$ sont des gluons . . . . .	53
5.6	ISUB 68 : sous-processus interne, $gg \rightarrow gg$ où $g$ sont des gluons .	53
5.7	Nombre de muons(rouge) et électrons(noir) en fonction de la pseudorapidité et du moment transverse $p_t$ . Il faut noter que la reconstruction des muons dans la partie centrale ne fonctionnait pas. a)Distribution en pseudorapidité. b)Distribution en $p_t$ . . . . .	54
5.8	Nombre de photons en fonction de la pseudorapidité et du moment transverse $p_t$ . a)Distribution en pseudorapidité. b)Distribution en $p_t$ . .	55
5.9	Nombre de jets en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie transverse $E_t$ . a)Distribution en pseudorapidité. b)Distribution en $E_t$ . .	56
6.1	Distribution du moment transverse et de l'énergie des photons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des photons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des photons. . . . .	59
6.2	Distribution du moment transverse et de l'énergie des électrons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des électrons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des électrons. . . . .	60

6.3	Distribution du moment transverse et de l'énergie des muons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des muons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des muons. . . . .	61
6.4	Pseudorapidité en fonction de l'énergie transverse des jets pour une énergie de collision de 7 TeV. . . . .	62
6.5	Le flux neutron Monte Carlo calculé avec le logiciel GCALOR Jan03 [36] avec des neutrons ayant une énergie supérieure à 100keV [37]. . . . .	72

## **LISTE DES ANNEXES**

<b>Annexe I :</b>	<b>Annexe 1 . . . . .</b>	<b>xxi</b>
<b>Annexe II :</b>	<b>Annexe 2 . . . . .</b>	<b>.xxiii</b>



## LISTE DES SIGLES

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
AOD	Analysis Object Data
AMI	ATLAS Metadata Interface
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
ATLAS-MPX	Détecteur Medipix2-USB avec plusieurs types de convertisseurs pour l'expérience ATLAS
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CMOS	Complementary metaloxidesemiconductor
CMS	Compact Muon Solenoid
DDM	Distributed Data Management
DPD	Derived Physics Data
ESD	Event Summary Data
ISUB	Sous processus Interne
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	LHC-beauty
MDTs	Chambres à Dérive de Précision
MSUB	Menu de Sous processus
MIP	Particule au minimum d'ionisation
MPX	Détecteur Medipix2-USB
QCD	ChromoDynamique Quantique
RPC	Chambres à Plaques Résistives
SEE	Événement transitoire (Single Event Effect)
TGC	Chambre à interstices fins
TOTEM	TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement
USB	Universal Serial Bus

## NOTATION

A	Aire en $cm^2$
Al(100 $\mu$ m)+Si	Région du détecteur ATLAS-MPX recouverte d'une couche d'aluminium de 100 $\mu$ m d'épaisseur
Al(150 $\mu$ m)+Si	Région du détecteur ATLAS-MPX recouverte d'une couche d'aluminium de 150 $\mu$ m d'épaisseur
$E_g$	Énergie de gap
$E_{moy}$	Énergie moyenne
eV	électron Volt = $1.602 \times 10^{-19} J$
Hz	Fréquence en Hertz ( $s^{-1}$ )
LiF	Fluorure de Lithium
LiF+Si	Région recouverte de fluorure de lithium ( ${}^6LiF$ )
kHz	kiloHertz
MeV	Mega électron Volt
$N_n$	Nombre de Neutrons
$\eta$	Pseudorapacité
PE	Polyéthylène
PE+Al+Si	Région recouverte d'une couche d'aluminium (100 $\mu$ m d'épaisseur) en dessous du polyéthylène (1.3 mm)
PE+Si	Région recouverte d'une couche de 1.3 mm d'épaisseur de polyéthylène
$P_T$	Moment transverse
Si	Silicium

Pour Sophie, Sandra et mes parents Elisabeta et Manuel.

## **REMERCIEMENTS**

Je veux sincèrement remercier mon directeur de thèse, Claude Leroy, pour avoir patienter avec moi au cours de ce long travail et pour tout le temps qu'il a consacré à mes réunions de thèse. Merci beaucoup pour ton excellente direction.

J'aimerais remercier John Idarraga, Andrea Gutierrez, Olivia Scallon et Jihène Bouchami pour avoir pris le temps de partager leurs connaissances avec moi.

Merci à Sophie Macana et Sandra Gomez pour sa compagnie et sa patience. Finalement j'aimerais remercier toute ma famille pour sa compagnie.

## CHAPITRE 1

### INTRODUCTION

Le grand collisionneur de hadrons du CERN (LHC) fonctionne depuis Novembre 2009. Le LHC est situé à la frontière franco-suisse près de Genève. Il s'agit de l'accélérateur de particules ayant la plus grande énergie dans le centre de masse (14 TeV) au monde. Cette énergie est obtenue par les collisions frontales de faisceaux de protons, chaque faisceau étant accéléré à l'énergie de 3.5 TeV. La physique des collisions dans ce régime d'énergie du LHC est étudiée dans les détecteurs ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM et LHCf qui sont en opération près des points de collisions. Un réseau de seize détecteurs ATLAS-MPX équipés avec des convertisseurs a été installé dans le détecteur ATLAS et sa caverne. Les détecteurs ATLAS-MPX ont pour objectif la mesure en temps réel des caractéristiques du champ de radiation créé par des particules chargées, des photons et des neutrons produits par les collisions proton proton dans le détecteur ATLAS. Les détecteurs ATLAS-MPX sont bien adaptés à la détection des neutrons lents et neutrons rapides grâce à des convertisseurs de fluorure de lithium et de polyéthylène qui les recouvrent. Ces neutrons sont produits par les collisions de particules primaires et secondaires avec les matériaux présents dans l'environnement ATLAS. Les données provenant des détecteurs ATLAS-MPX sont comparées avec les résultats obtenus par la simulation de neutrons dans la caverne d'ATLAS avec le programme GCALOR . Dans ce mémoire, nous étudions les modèles utilisés par le générateur des événements Monte Carlo, PYTHIA, utilisé pour décrire les interactions dans les collisions hadroniques à travers le cadre Athena pouvant traiter les informations provenant des données réelles et des simulations et qui inclut la géométrie exacte du détecteur ATLAS. Les collisions de haute énergie au LHC peuvent être décrites en termes d'interactions partoniques, de mécanismes de production et de la dynamique des interactions entre les particules. Ces interactions sont principalement contrôlées par des processus QCD [34]. Les collisions de haute énergie sont dominées par des interactions partoniques avec petit moment transverse, associées à des événements de “minimum bias”. Avec la simulation GEANT4 des

événements de “minimum bias” via Athena, dans le détecteur ATLAS nous avons étudié le flux de muons, de photons et d’électrons par nanobarn inverse, en tenant compte de l’emplacement des détecteurs ATLAS-MPX en fonction de la pseudorapacité  $\eta$  et de l’angle azimuthal  $\phi$ , dans les algorithmes du cadre Athena. Nous avons étudié la possibilité de détecter des événements de “ minimum bias” avec les détecteurs ATLAS-MPX. Pour observer la cohérence de la simulation, nous comparons les résultats de la simulation avec les données réelles mesurées avec les détecteurs ATLAS-MPX.

## CHAPITRE 2

### L'ÉXPÉRIENCE ATLAS

#### 2.1 Le détecteur ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) est un des deux détecteurs polyvalents du LHC. Il explore un large éventail de domaines de la physique du modèle standard et au-delà, allant de la recherche du boson de Higgs à celle d'autres dimensions, en passant par la quête des particules supersymétriques qui pourraient constituer la matière noire. ATLAS enregistre des séries de mesures sur les particules créées dans les collisions proton-proton, déterminant leur trajectoire, leur énergie et leur identité. Ces mesures sont réalisées dans ATLAS au moyen de six sous-systèmes de détection différents qui identifient les particules et mesurent leur impulsion et leur énergie. Un autre élément essentiel d'ATLAS est l'énorme système d'aimants permettant d'incurver la trajectoire des particules chargées pour mesurer leur impulsion. Les interactions survenues dans les détecteurs d'ATLAS créent un énorme flux de données. Pour traiter ces données, nous avons besoin d'un système de déclenchement "trigger", d'un système d'acquisition de données et d'un système de calcul [10].

Le taux d'interaction proton-proton à la luminosité de conception (design) de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  est d'environ 1 GHz, tandis que l'enregistrement de données d'événements, sur la base des limites de la technologie et des ressources, est limité à environ 200 Hz. Cela nécessite un facteur de rejet global de  $5 \times 10^6$  contre les processus de "minimum bias" tout en conservant une efficacité maximale pour la nouvelle physique. Les événements de "minimum bias" peuvent caractériser la partie molle des événements sous-jacents ("underlying event") dans les collisions à haut  $p_T$  [41]. Le système de niveau-1 (L1) de "trigger" utilise un sous-ensemble de l'information totale du détecteur pour prendre une décision quant à l'opportunité ou non de poursuivre le traitement d'un événement donné, ce qui réduit le débit de données à environ 75 kHz (limité par la bande passante de système de la lecture, qui est extensible à 100 kHz). Les deux autres ni-

veaux, connus collectivement sous le nom de “trigger” de haut niveau, sont le niveau-2 (L2) de “trigger” et le filtre d’événements. Ils fournissent la réduction à des données finales prises à un taux d’environ 200 Hz [11].

## 2.2 Le système de coordonnées d’ATLAS

Le système de coordonnées et nomenclature utilisée pour décrire le détecteur ATLAS et les particules émergeant des collisions proton-proton sont résumées ici, car ils sont utilisés de façon répétée tout au long de cette thèse. Le système de coordonnées est un système droitier avec l’axe  $x$  pointant vers le centre de l’anneau du LHC, l’axe  $z$  suivant la direction du faisceau et l’axe  $y$  est dans le plan vertical (voir figure 2.1). L’angle azimutal  $\phi = 0$  correspond à la borne positive de l’axe  $x$  et augmente dans le sens horlogique regardant dans la direction positive de l’axe  $z$ .  $\phi$  est mesuré dans la plage  $[-\pi, +\pi]$ . L’angle polaire  $\theta$  est mesuré à partir de l’axe  $z$  positif dans le plan  $y, z$ . La pseudorapidité  $\eta$ , est définie par [12] :

$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

L’impulsion transverse  $p_T$  d’une particule est définie comme l’impulsion perpendiculaire à l’axe du faisceau du LHC[2]. L’impulsion transverse  $p_T$ , l’énergie transverse  $E_T$ , et l’énergie transverse manquante  $E_{miss}$  sont définies dans le plan  $x - y$ . La distance  $\Delta R$  dans l’espace pseudorapidité-angle azimutal est définie comme [11] :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.2)$$

Le tableau 2.1 montre la couverture en  $\eta$  pour les différents sous-détecteurs d’ATLAS.



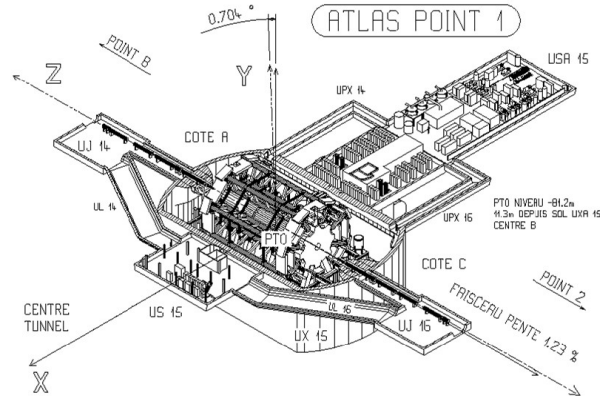


Figure 2.1 – Le système de coordonnées d’ATLAS.

Élément détecteur	couverture en $\eta$
“Tracking”	$\pm 2.5$
Calorimètre électromagnétique	$\pm 3.2$
Calorimètre hadronique (jets) “barrel” et “end-cap” “forward”	$\pm 3.2$ $3.1 <  \eta  < 4.9$
Spectromètre à muons	$\pm 2.7$

Tableau 2.I – Couverture en pseudorapidité des divers sous-détecteurs d’ATLAS [11].

## 2.3 Description du détecteur ATLAS

### 2.3.1 Structure cylindrique en pelure d’oignon

Le détecteur ATLAS a la forme d’un cylindre de 25 mètres de diamètre pour environ 44 mètres de longueur, et un poids de 7000 tonnes (voir figure 2.2). Il est axé sur la ligne des faisceaux qui le traversent de part en part. La structure solénoïdale doit recouvrir la région dans laquelle les particules sont émises. Le cylindre présente des couches superposées à partir du point de collision. Sur la figure 2.3, on distingue les 8 électro-aimants supra-conducteurs disposés en “tranches” autour de l’axe central : ils sont refroidis à

1.9 K par de l'hélium liquide superfluide et destinés à créer un champ magnétique toroïdal de 4.1 teslas . L'énergie stockée est de 0.25 GJ. Chaque élément de ce détecteur est muni de capteurs très sensibles pour pouvoir en ajuster l'emplacement à moins de 5 microns près. Le détecteur est à 80 mètres sous terre, au point de collision 1 du LHC. La salle d'ATLAS (la caverne) a une hauteur de 40 mètres, une longueur de 55 mètres et une largeur de 35 mètres, et 11000 tonnes de béton ont servi à consolider la voûte. Les communications avec la surface se font au moyen de 2 puits verticaux de 80 mètres de profondeur.

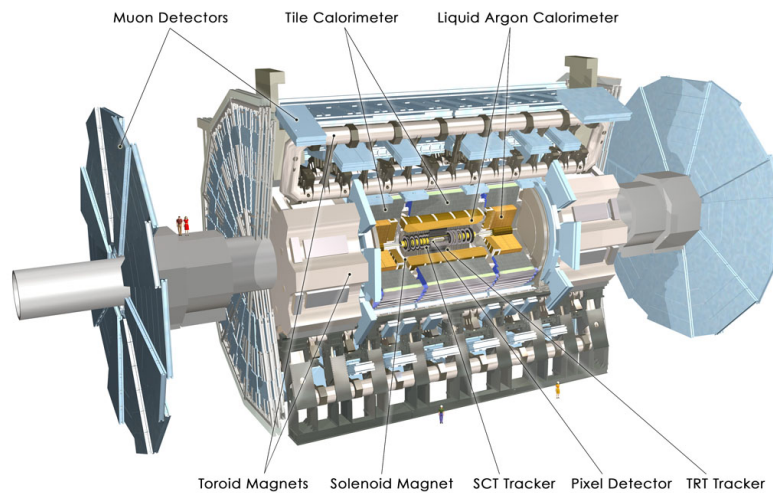


Figure 2.2 – Vue en coupe du détecteur ATLAS. Les dimensions du détecteur sont de 25 m de diamètre et 44 m de longueur. Le poids total du détecteur est d'environ 7000 tonnes [11].

ATLAS est un puzzle technologique géant, constitué essentiellement de 4 couches concentriques :

- Détecteur interne : c'est un détecteur de traces (trajectographe) au silicium, destiné à suivre le passage des particules dès leur formation (voir figure 2.4) ; il est cylindrique et structuré en pelure d'oignon. Il est associé à un électro-aimant solénoïdal interne supraconducteur de 2 mètres de diamètre qui crée un champ de 2 teslas (20 000 gauss) et nécessite un courant de 7 600 ampères. La bobine de l'électro-aimant et le calorimètre sont refroidis par le même cryostat. Il est com-

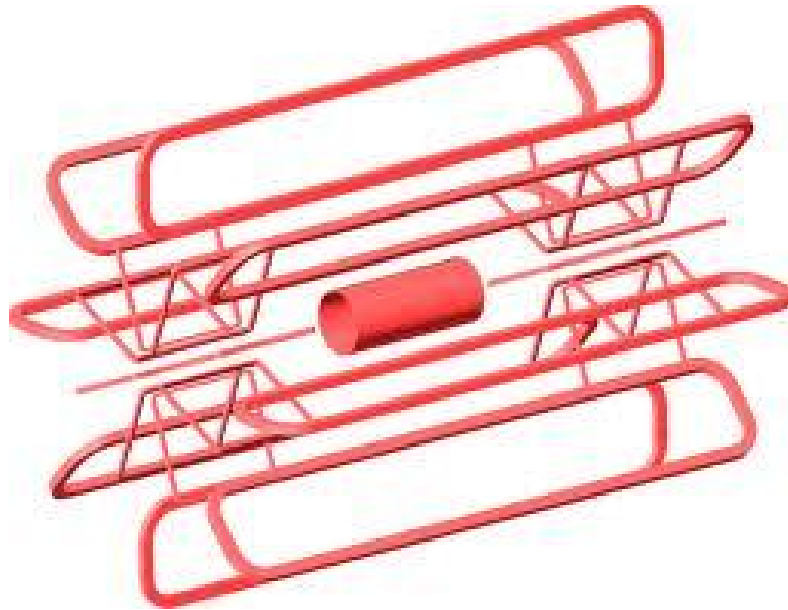


Figure 2.3 – Le système magnétique d’ATLAS [11].

posé, au centre, d’un détecteur à pixels qui s’étage sur trois couches positionnées à 5.9 et 12 cm de l’axe. Puis le SCT (semiconductor tracker) composé de quatre tonneaux concentriques de deux couches chacun, à 30 et 52 cm des faisceaux, représentant 4 088 modules de silicium occupant une aire de  $60 \text{ m}^2$ . Enfin le TRT (transition radiation tracker) qui est un ensemble de 50 000 pailles scintillantes de 4 mm de diamètre, entre 56 et 107 cm de l’axe.

- Calorimètre électromagnétique : c’est un calorimètre à échantillonnage qui détecte les particules interagissant électromagnétiquement (voir figure 2.5). Il a une structure en “mille feuilles” et “en accordéon” de plomb d’absorbeurs-électrodes (70 tonnes) et d’argon liquide comme milieu actif ( $45 \text{ m}^3$ ). Il forme un tonneau cylindrique de 6.8 m de longueur, avec un rayon interne de 1.15 m et un rayon externe de 2.25 m.
- Calorimètre hadronique : c’est un calorimètre à échantillonnage détectant les hadrons, qui ne sont pas arrêtés par les premiers détecteurs situés autour du point de collision ; de structure cylindrique aussi et pesant 700 tonnes (voir figure 2.5). Son

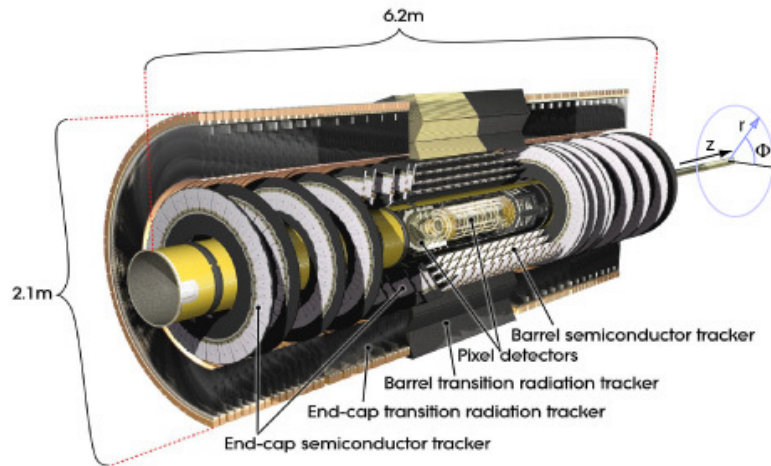


Figure 2.4 – Vue en coupe du détecteur interne d’ATLAS [11].

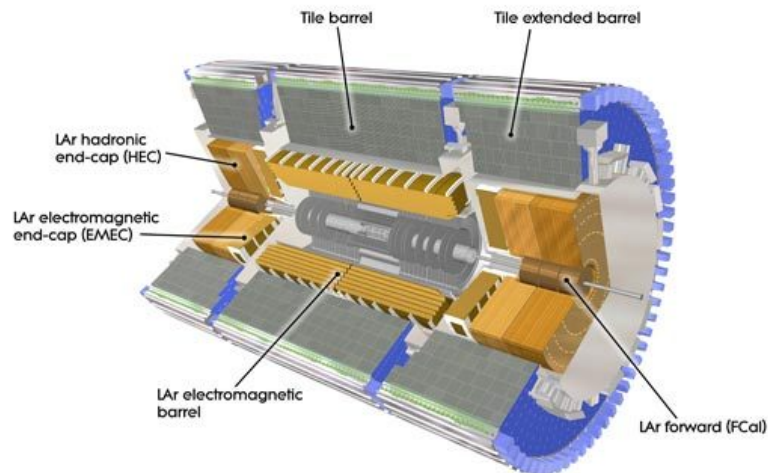


Figure 2.5 – Vue en coupe du détecteur du système calorimétrique d’ATLAS [11].

rayon interne est de 2.3 mètres, son rayon externe de 4.2 mètres. La partie centrale est formée de 64 modules trapézoïdaux composés de 600 000 plaques de fer de 6 mm d’épaisseur et de 3 mètres de longueur (élément absorbant) et de 400 000 tuiles de scintillateurs en polystyrène transparent de 3 mm d’épaisseur (élément actif). Ces éléments sont perpendiculaires aux faisceaux. La lumière engendrée est proportionnelle à l’énergie déposée par les hadrons dans le scintillateur.

- Un spectromètre à muons (à peu près les seules particules à l'atteindre, avec les neutrinos, les autres étant stoppées par les détecteurs intérieurs) : construit autour d'un électro-aimant supraconducteur externe composé de 8 modules de tores rectangulaires disposés en étoile (voir figure 2.6). Ils font 25 mètres de long pour les parties les plus externes. Les huit toroïdes engendrent un champ cylindrique qui parcourt l'espace magnétisé en boucle autour de la partie centrale. Les bobines supraconductrices sont maintenues à  $-268\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Le courant qui les parcourt est de 20 000 ampères. Le spectromètre à muons est composé de chambres à muons qui utilisent la technique des pailles comme le TRT et couvrent  $10\,000\text{ m}^2$ . Les huit roues à muons sont en place depuis octobre 2007. Elles font 25 mètres de diamètre et pèsent entre 40 et 50 tonnes. Elles supportent chacune 80 chambres de précision (MDT) ou 200 chambres de déclenchement.

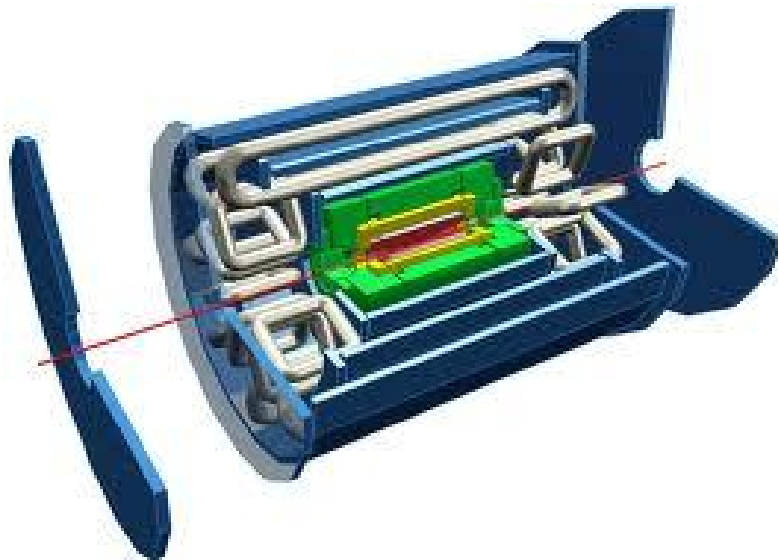


Figure 2.6 – Spectromètre à muons d'ATLAS [11].

- Le système magnétique : Il génère un champ magnétique stable, précis et prévisible dans un volume de  $20 \times 20 \times 25\text{ m}^3$  (voir figure 2.3) et est totalement intégré avec les détecteurs. L'aimant toroïdal couvre la région centrale et fournissant entre  $3\text{--}8\text{ T} \cdot \text{m}$ . Les régions d'avant sont couvertes par 2 toroïdes "End-Cap" fournissant entre  $3\text{--}8\text{ T} \cdot \text{m}$ . Le solénoïde central fournit 2

tesla dans le volume central.

- Les neutrinos ne sont pas détectés mais on peut calculer leur fuite en mesurant l’impulsion transverse manquante dans les événements reconstruits en comparant la somme des impulsions des différentes particules à l’énergie totale fournie par la collision (principe de la conservation de l’impulsion).

## 2.4 Le modèle informatique d’ATLAS

La collaboration ATLAS a développé un ensemble d’outils logiciels et “middlewa-re” qui est un logiciel tiers qui crée un réseau d’échange d’informations entre différentes applications informatiques, qui permettent l’accès aux données à des fins d’analyses physiques à tous les membres de la collaboration, indépendamment de leur localisation géographique. Les principaux éléments de cette infrastructure sont les suivants : Le cadre du logiciel Athena, avec sa structure modulaire des événements liés au modèle de données d’ATLAS, y compris le logiciel pour [1] :

- Simulation Monte Carlo des événements.
- Déclenchement, via “trigger”, des événements.
- Reconstruction des événements.
- Des outils d’analyse physique.

Les outils de calcul distribués sont construits sur des interlogiciels de grille :

- La gestion de données distribuées (DDM) du système. Le groupe DDM participe à l’élaboration d’un système pour gérer l’accès à des données d’ATLAS qui sont distribuées à tous les sites dans le monde entier.
- Les cadres Ganga (interface Gaudi-Athena) et pAthena (interface Panda-Athena) d’analyse, distribués sur le réseau.
- Surveillance et comptabilité de production.

DDM est le lien central entre toutes ces composantes ; l'accès aux données est nécessaire pour toute transformation et pour l'étape d'analyse.

## 2.5 Le modèle de données des événements

Le modèle de données des événements définit un certain nombre de formats de données différentes [1] :

**RAW** : format "ByteStream" ,  $\sim 1,6$  MB par événement (voir figure 2.7).

**ESD** (Event Summary Data) :

- Ensemble des résultats de la reconstruction en objet (POOL / root) format :
  - “hits”, Calo Clusters, Calo cellules, les objets de reconstruction combinée etc.

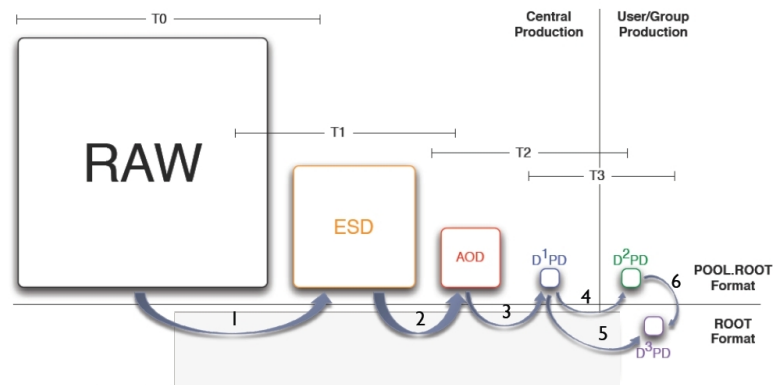


Figure 2.7 – Conteneurs de données d'événements d'ATLAS [1].

- Taille nominale de 1 MB par événement initialement.
  - Compromis “être capable de tout à faire”, lire, enregistrer et de diffuser toutes les informations des événements, et pas de “stockage” pour une grande quantité d'information pour les événements trop grands”.

**AOD** (“Analysis Object Data”) :

- Résumé de la reconstruction événement avec "physique" (POOL / root) des objets :
  - des électrons, les photons, les muons, les jets, etc.
- Taille nominale de 100 kb par événement (actuellement environ le double de celui).

**DPD** (Dérivée des Données de Physique) :

- Écrémée, allégée, des événements plus d'autres données utiles provenant des AODs.
  - DPD est principalement un ESD écrémé.
- Nominale 10 kB par événement.
  - De grandes variations selon les canaux de physique.

**TAG** : Base de données (ou fichiers ROOT) utilisée pour sélectionner rapidement les événements en AOD et / ou fichiers ESD (voir figure 2.8).

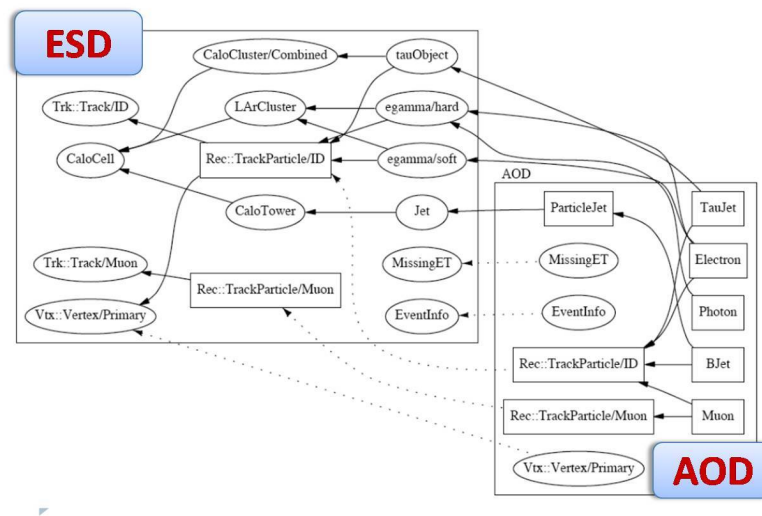


Figure 2.8 – Conteneurs de données d'événements d'ATLAS, ESD et AOD [1].



## **2.6 Le cadre Athena**

Athena (voir figure 2.9) est un cadre de contrôle et une mise en œuvre concrète d'une architecture sous-jacente appelée Gaudi qui est un cadre d'applications de traitement de données, initialement développé par l'expérience LHCb. Aujourd'hui, le cadre Gaudi est la base d'un logiciel commun, alors qu'Athéna est la somme de cette base et des améliorations spécifiques à ATLAS [1].

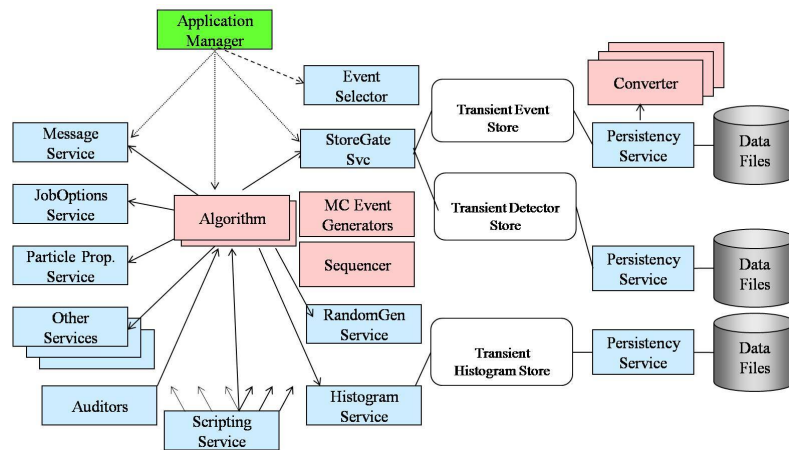


Figure 2.9 – Athena est le cadre que nous utilisons pour contrôler le flux d'exécution de nos applications (HLT, simulation, la reconstruction, et de l'analyse) [1].

## CHAPITRE 3

### LE DÉTECTEUR ATLAS-MPX

#### 3.1 Le détecteur ATLAS-MPX

Le détecteur ATLAS-MPX (Figure 3.1) est un détecteur hybride pixellisé au silicium [6]. La partie active du détecteur ATLAS-MPX est une couche de silicium d'une épaisseur de  $300\text{ }\mu\text{m}$ . Chaque cathode contient son propre pré-amplificateur, comparateur et compteur. L'électronique est reliée à la cathode par "bump bonding". Ainsi, à partir de la puce de lecture du pixel CMOS, il est possible d'obtenir une matrice active du détecteur avec  $256 \times 256$  pixels, chaque pixel ayant une aire de  $55 \times 55\text{ }\mu\text{m}^2$ . Quand une particule chargée ionise le silicium, des paires électrons-trous sont créées. Le détecteur ATLAS-MPX est un détecteur à seuil d'énergie. Lors des mesures, chaque pixel compte un signal si l'énergie collectée provenant des trous est supérieure à un seuil en énergie global pré-déterminé (voir figure 3.2).

Les charges sont collectées par application d'un champ électrique externe. Dépendamment du voltage appliqué, les charges réussiront à atteindre les électrodes ou se recombineront. La zone de désertion totale du détecteur ATLAS-MPX correspond à un voltage appliqué au-delà de 20 V. Pour les mesures dont les résultats sont utilisés dans cette thèse, le voltage appliqué était de 100 V.

Le détecteur est contrôlé par un "Universal Serial Bus" (USB) via le programme Pixelman [29] installé dans un ordinateur de contrôle (et de prise de données). Pixelman est un logiciel donc qui permet la prise des données et qui permet de contrôler les valeurs du seuil en énergie du ATLAS-MPX.

#### 3.2 Le réseau des détecteurs ATLAS-MPX

Seize détecteurs ATLAS-MPX ont été installés dans le détecteur ATLAS et sa cavité au CERN (Figure 3.3)[9]. Ce réseau de détecteurs a pour objectif de mesurer les champs de radiation en temps réel (particules chargées, photons et neutrons) à l'inté-



Figure 3.1 – Détecteur ATLAS-MPX avec l'interface USB.

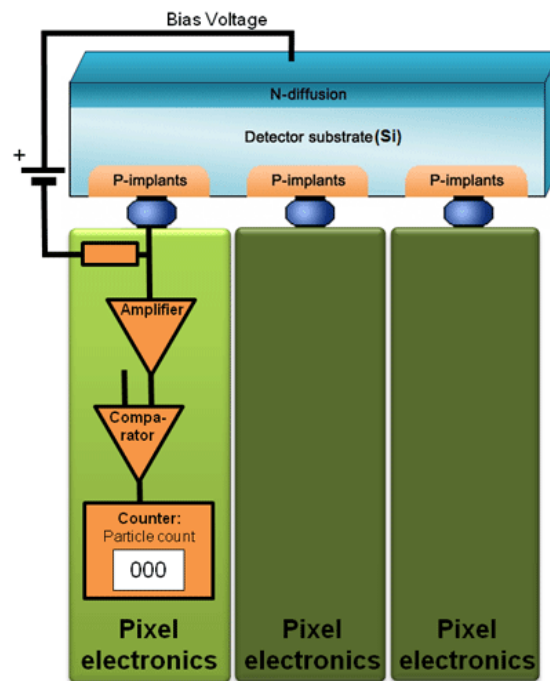


Figure 3.2 – Électronique du détecteur ATLAS-MPX.

rieur du détecteur ATLAS. Ceci permet aussi de valider des simulations des champs de radiation dans le détecteur ATLAS et contribue aussi à l'estimation des événements transitoires (single-event effects - SEE) pouvant affecter les appareils électroniques et les circuits électroniques de lecture des divers détecteurs dans l'environnement du détecteur ATLAS. Le Tableau 3.1, présente les coordonnées des positions occupées par les seize détecteurs ATLAS-MPX à l'intérieur du détecteur ATLAS et sa caverne au CERN.

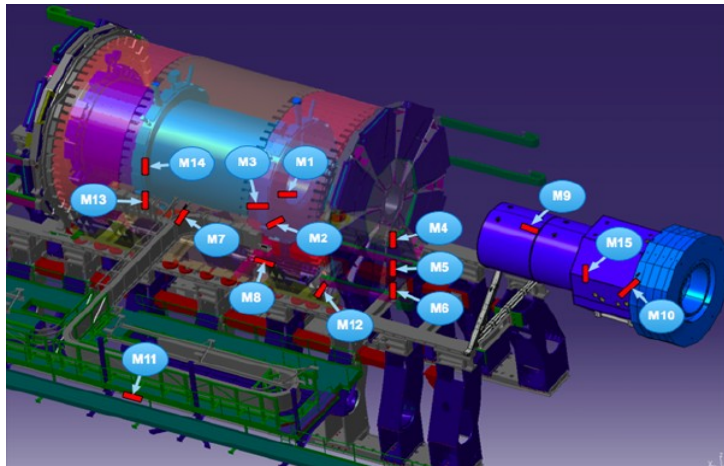


Figure 3.3 – Seize détecteurs ATLAS-MPX sont installés dans le détecteur ATLAS et sa caverne.

Le détecteur ATLAS-MPX est recouvert de différents convertisseurs qui permettent une plus forte sensibilité aux neutrons lents et aux neutrons rapides.

L'aire d'un détecteur ATLAS-MPX est divisée en six régions différentes (figure 3.4) :

Region 1 : Région recouverte de fluorure de lithium ( ${}^6\text{LiF}$ , poudre de  $5 \text{ mg/cm}^2$ ) entre une feuille d'aluminium de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur (au-dessus) et une feuille d'aluminium de  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur (en-dessous). Le  ${}^6\text{Li}$  permet des réactions nucléaires avec les neutrons lents ayant comme produits de réaction des particules chargées qui sont détectables dans le silicium.

Region 2 : Région recouverte d'une couche de  $1.3 \text{ mm}$  d'épaisseur de polyéthylène (PE,  $\text{CH}_2\text{CH}_2$ ) au dessus du silicium. Le polyéthylène, riche en hydrogène, est un

Détecteurs	x[mm]	y[mm]	z[mm]	r[mm]	Pseudorapidité $\eta$	Orientation par rapport à l'axe du faisceau
ATLAS-MPX 01	-710	290	3420	767	3.16	90
ATLAS-MPX 02	-2280	-840	3420	2430	2.11	90
ATLAS-MPX 03	-3450	930	2940	3573	1.86	90
ATLAS-MPX 04	-65	-1295	7120	1297	2.41	90
ATLAS-MPX 05	-55	-2360	7200	2361	1.83	90
ATLAS-MPX 06	-65	-3360	7200	3361	1.51	90
ATLAS-MPX 07	-4530	790	350	4598	0.42	0
ATLAS-MPX 08	-4370	-530	4020	4402	2.72	0
ATLAS-MPX 09	0	1560	15390	1560	2.98	0
ATLAS-MPX 10	-3960	3360	22880	5198	2.61	45
ATLAS-MPX 11	-16690	-50	4860	16690	5.26	0
ATLAS-MPX 12	-6250	0	7230	6250	9.57	0
ATLAS-MPX 13	-2210	-1020	-3420	2434	1.92	90
ATLAS-MPX 14	-710	-300	-3430	771	3.13	90
ATLAS-MPX 15	185	-75	18740	200	6.21	90
ATLAS-MPX 16	-39480	-110	-6550	-39481.15	4.78	0

Tableau 3.I – Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le détecteur ATLAS et sa cavité. L'origine du système de coordonnées est placée au point d'interaction des faisceaux proton-proton (voir figure 2.1).

convertisseur de neutrons rapides à partir des collisions élastiques avec l'hydrogène.

Region 3 : Région recouverte d'une couche d'aluminium (100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) en dessous du polyéthylène (1.3 mm). Le polyéthylène et l'aluminium sont au dessus du silicium. L'ajout de la couche d'aluminium sert à l'absorption des particules chargées ayant une énergie inférieure à un certain seuil en énergie. Par exemple, les protons ayant une énergie inférieure à 5 MeV sont complètement absorbés dans cette épaisseur d'aluminium. L'aluminium est aussi placé pour atténuer les photons et absorber les électrons.

Region 4 et Region 6 : Couche d'aluminium de 100  $\mu\text{m}$  et de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur respectivement. L'aluminium va servir encore une fois comme seuil cinétique pour les particules lourdes chargées et de filtre pour les photons et les électrons.

Region 5 : Région découverte exposant directement le silicium aux particules. Cette région est de grande importance étant donné qu'elle sert de référence d'efficacité de

détection pour les autres régions. Les neutrons rapides peuvent être détectés par des réactions nucléaires produites directement dans le silicium.

Les efficacités de détection typiques du détecteur ATLAS-MPX pour des particules neutres sont [28] :

- Rayons-X ( $\sim 10$  keV)  $\sim 80\%$
- Rayons- $\gamma$  ( $\sim 1$  MeV)  $\sim 0.1\%$
- Neutrons thermiques (région  ${}^6\text{LiF}$ )  $\sim 10.35\%$
- Neutrons rapides (région PE)  $\sim 5.61\%$

L'efficacité de détection pour des particules chargées est de 100% pour les détecteurs au silicium [28].

### 3.3 Interactions des particules chargées avec le détecteur ATLAS-MPX

Les particules chargées interagissent directement dans un détecteur au silicium. Cette section explique comment les particules chargées interagissent dans le détecteur ATLAS-MPX dépendamment du type de particule, de leur énergie et de l'angle d'incidence sur le détecteur. La Figure 3.5, montre quelques exemples de la réponse du détecteur à différents types de particules chargées.

### 3.4 Particules chargées lourdes

Lorsqu'une particule lourde chargée (proton, particule- $\alpha$ , etc. . .) frappe le détecteur, elle perd son énergie par des collisions élastiques avec les électrons atomiques. La particule chargée dépose de l'énergie en suivant les caractéristiques de l'équation de Bethe et Bloch (Équation 3.1) et de la courbe de Bragg (Équation 3.4). L'équation de Bethe et Bloch est donnée par [27] :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z\rho z^2}{A\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

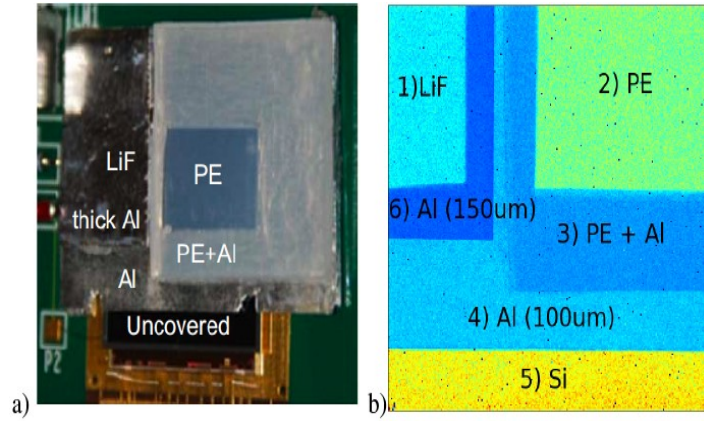


Figure 3.4 – Détecteur ATLAS-MPX : a) Photographie du détecteur ATLAS-MPX après l'assemblage des convertisseurs. b) Image par rayons-x du détecteur ATLAS-MPX. Les rayons-X interagissent différemment dans chaque région du détecteur (les couleurs sont artificielles).

où  $z = 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$  est la charge électrique,  $v$  ( $v = \beta c$ ) est la vitesse d'une particule lourde traversant un matériau de densité  $\rho$ , de numéro atomique  $Z$ , de masse atomique  $A$ .  $N_a = 6.0022 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$  est le nombre d'Avogadro,  $r_e = 2.817 \times 10^{-13} \text{cm}$  est le rayon classique de l'électron,  $m_e = 0.511 \text{MeV}c^{-2}$  est la masse de l'électron,  $c = 3 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  est le facteur de Lorentz,  $T_{max}$  est l'énergie maximale transférée à un électron après collision avec la particule incidente :  $T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ .  $I = 10 \times Z^{0.9} \text{eV}$  est le potentiel d'ionization moyen de l'absorbeur, ce paramètre est déterminé expérimentalement et dépend du matériau.  $\delta$  est un facteur décrivant l'effet de densité et  $C$  décrit l'effet de couche qui prend place quand la particule incidente a une vitesse comparable ou plus petite que la vitesse orbitale des électrons atomiques [33]. Les Figure 3.6 et 3.7 montre la perte d'énergie des particules- $\alpha$  et des protons dans le silicium.  $\frac{dE}{dx}$  est aussi appelé le pouvoir d'arrêt du matériau. L'équation de Bethe et Bloch est définie pour des conditions où la masse de l'électron est négligeable par rapport à celle de la particule incidente et où on néglige le mouvement de l'électron



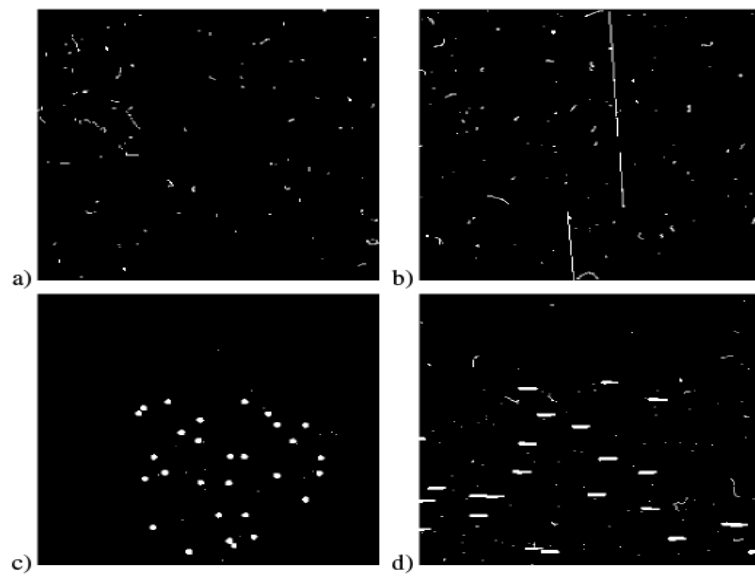


Figure 3.5 – Réponse du détecteur ATLAS-MPX à différents types de particules. a) Électrons émis par une source radioactive de  $^{106}\text{Ru}$ . b) Rayons cosmiques présentant des traces de muons. c) Particules- $\alpha$  de 10 MeV avec une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur. d) Protons de 10 MeV avec une incidence de 85 degrés par rapport à la normale à la surface du détecteur [28].

atomique. Des paires électron-trous sont créées, tel qu'il a été décrit précédemment, en présence d'un voltage externe appliqué aux électrodes, des agglomérats de pixels (amas) sont activés dans le détecteur. Les amas changent de taille en fonction du voltage appliqué au détecteur (Figure 3.8) et en fonction de l'angle d'incidence (figure 3.9).

La portée d'une particule est la distance moyenne parcourue par cette particule dans un matériau avant d'être complètement absorbée. La portée peut être calculée par l'intégration sur l'énergie de l'inverse du pouvoir d'arrêt (voir Équation 3.2).

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 -\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (3.2)$$

La portée est souvent approximée par l'expression :

$$R(E_0) = aE^b \quad (3.3)$$

$R$  est la portée de la particule,  $E_0$  est l'énergie de la particule incidente,  $a$  est un facteur proportionnel à la racine carrée de la masse atomique du matériau traversé et la valeur de  $b$  dépend du type de particule et de son énergie cinétique (par exemple  $b = 1.8$  pour des protons d'énergie entre 10 MeV et 250 MeV). En généralisant l'équation 3.3 à  $(R - x) = aE^b$  pour une profondeur  $x$  à l'intérieur du matériau, la relation entre la portée et l'énergie à une profondeur  $x$  est :

$$E(x) = a^{-\frac{1}{b}} (R - x)^{\frac{1}{b}} \quad (3.4)$$

Lorsque le voltage externe augmente pour obtenir une zone de désertion totale (le voltage de désertion totale,  $V_{dp}$ , doit être  $> 20$  V), la taille des amas diminue étant donné que les charges créées par la particule ionisante sont soumises à un champ électrique longitudinal. Lorsque le détecteur est complètement déserté, toutes les charges sont collectées. Le modèle de partage de charge [8] peut prédire la taille des amas pour les particules chargées lourdes telles que les protons et les particules- $\alpha$  à différentes énergies, différents angles d'incidence  $\theta$  et différents seuils d'énergie. Les particules peuvent être totalement absorbées dans le détecteur ou peuvent déposer partiellement

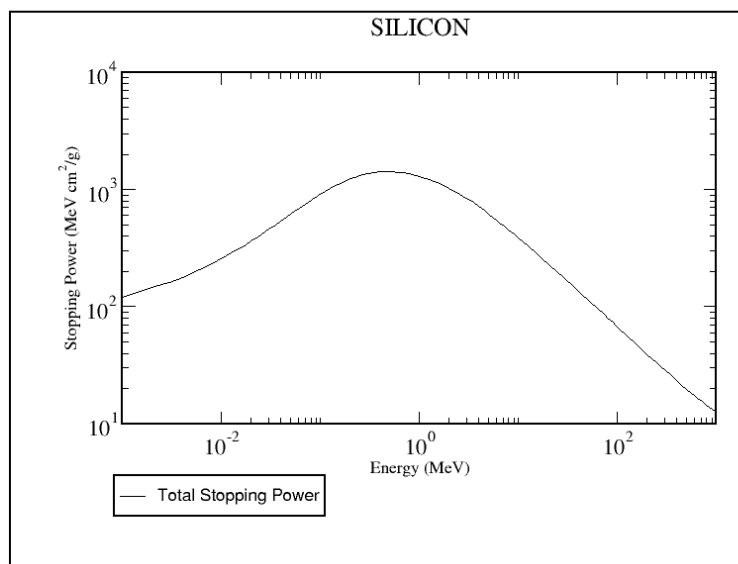


Figure 3.6 – Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique de particules- $\alpha$  [7].

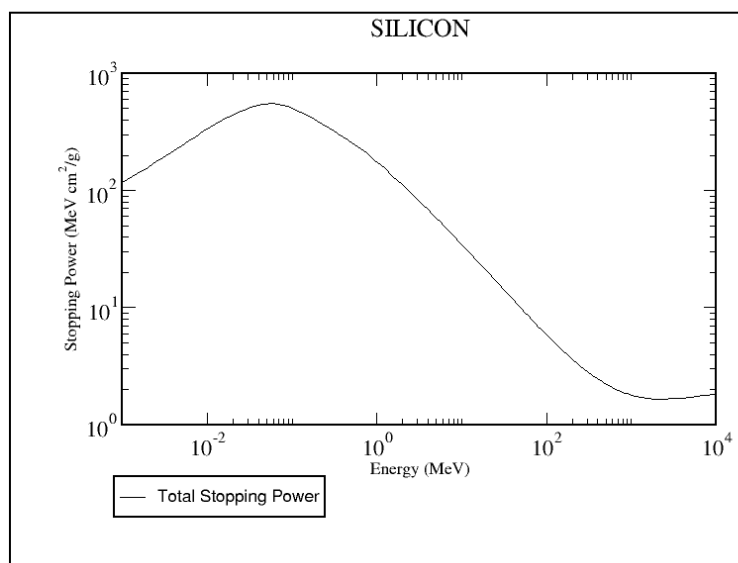


Figure 3.7 – Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique de protons [7].

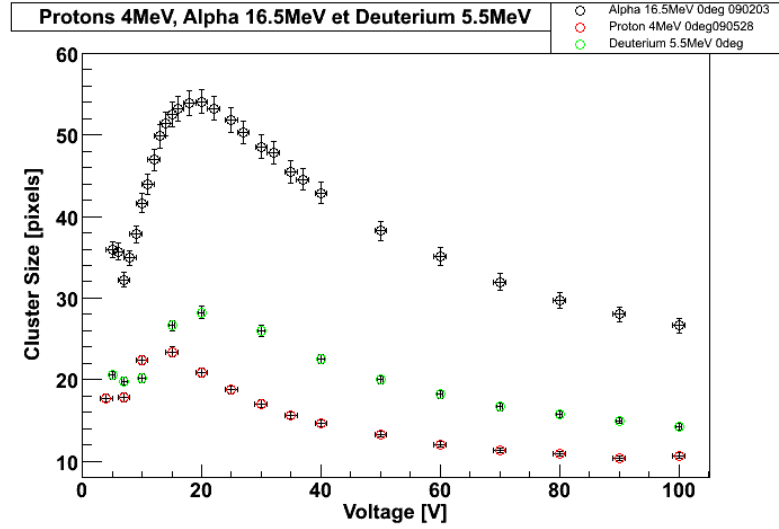


Figure 3.8 – Taille des amas en fonction du voltage externe pour des protons d'énergie de 4 MeV (rouge), les particules alpha de 16.5 MeV d'énergie (noir) et Deuterium de 5.5 MeV d'énergie (vert), avec une incidence normale à la surface du détecteur.

leur énergie. Le pic de Bragg est présent lors du dépôt final de l'énergie cinétique d'une particule chargée quand la particule achève son parcours dans un matériau (Figure 3.10). En effet, lorsqu'une particule lourde chargée perd de la vitesse dans la matière, la perte d'énergie devient de plus en plus élevée [28].

Les amas dans le détecteur ATLAS-MPX créés par les particules lourdes chargées (voir Figure 3.11) sont donc presque toujours circulaires, elliptiques, ou en forme de comète (forme de Bragg).

### 3.5 Particules chargées légères

Les particules chargées légères comme les électrons et les positrons ont une trajectoire plutôt aléatoire et courbée, affectée surtout par les charges du cristal de silicium. Les déviations de leurs trajectoires sont dues au fait que leur masse est égale à la masse des électrons atomiques de silicium. Des interactions électron-noyau peuvent aussi avoir lieu, entraînant un changement abrupt dans la direction de l'électron. Les électrons et les positrons perdent de l'énergie par collision ou par Bremsstrahlung (Équation 3.6). Les électrons et les positrons incidents ont la même masse que les électrons atomiques,

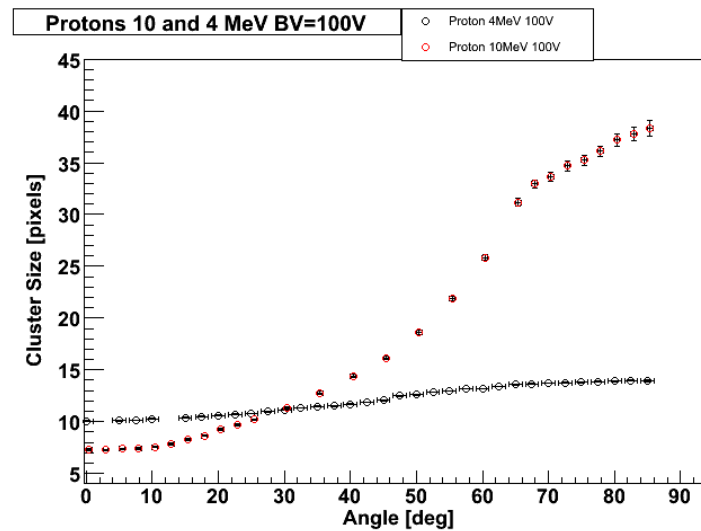


Figure 3.9 – Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence pour des protons d'énergie de 10 MeV (rouge) et 6 MeV (noir), avec un voltage externe de 100 V.

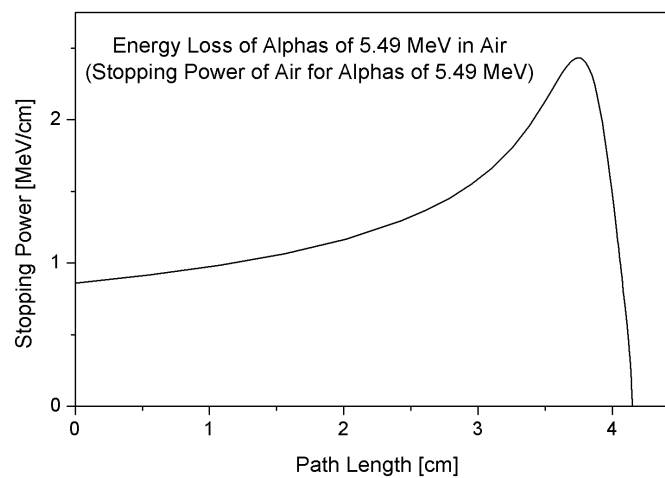


Figure 3.10 – La perte d'énergie en fonction de la distance parcourue par la particule- $\alpha$  dans la matière est représentée par la courbe de Bragg.

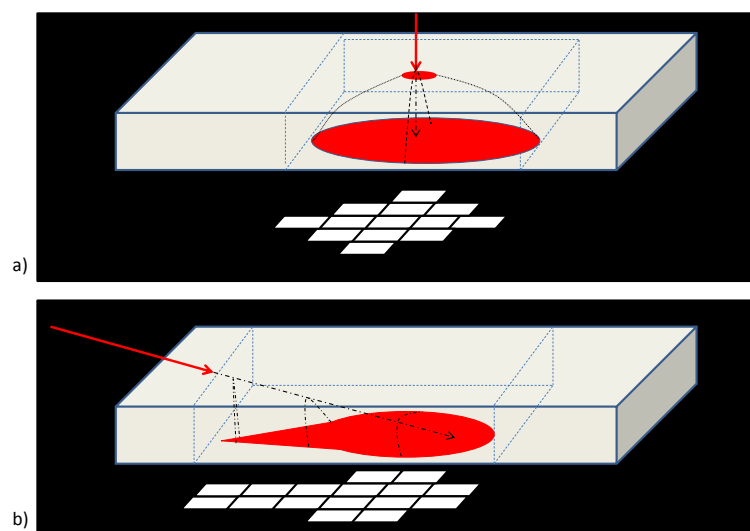


Figure 3.11 – Figure montrant des exemples de traces que peuvent laisser des particules chargées lourdes avec a) une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur et avec b) une incidence non perpendiculaire à la surface du détecteur. Le nombre de pixels activés va varier en fonction du dépôt d'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente.

donc il y a un grand transfert d'énergie entre la particule incidente (électron et positron) et l'électron atomique. La perte d'énergie des électrons est moins importante que celle des particules chargées lourdes (Figure 3.12). Par exemple, dans le détecteur ATLAS-MPX, des électrons avec une énergie de l'ordre du keV peuvent activer entre 1 et 4 pixels. Quand les particules ont une énergie de l'ordre du MeV, les amas deviennent plus grands (plus de 5 pixels) et par conséquent les traces deviennent courbées et aléatoires [28](voir Figure 3.13). La perte d'énergie pour les électrons et les positons est :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (3.5)$$

La perte d'énergie par Bremsstrahlung est :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{N_a}{A} \int_0^{v_0} \frac{d\sigma}{dv}(E_0, v) dv \quad (3.6)$$

où  $N_a$  est le nombre d'Avogadro,  $A$  est la masse atomique,  $v_0 = \frac{E_0}{h}$ ,  $E_0$  est l'énergie initiale de l'électron et  $h\nu = E_0 - E$  est l'énergie du photon émis.  $\frac{d\sigma}{dv}$  est la section efficace de Bremsstrahlung [27].

La perte d'énergie par collision des électrons est dérivée de l'expression de Bethe-Bloch (voir Équation 3.1) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = 2\pi N_a r_e m_e c^2 \rho \frac{Z}{A\beta^2} \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_e c^2}\right)^2} + F(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (3.7)$$

où  $\tau$  est l'énergie des électrons ou positons en unité de  $m_e c^2$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$  et les autres variables sont les mêmes que celles présentées dans l'Équation 3.1.

### 3.6 Particules au minimum d'ionisation (MIP)

Les particules au minimum d'ionisation (MIP), comme les muons cosmiques, ont un dépôt d'énergie presque constant et minimum à partir d'environ 0.3 GeV dans le silicium. Le dépôt d'énergie constant est observé dans l'expression de Bethe et Bloch (voir Équation 3.1) dont le terme logarithmique domine à très haute énergie comme dans le cas des rayons cosmiques. Les particules au minimum d'ionisation déposent au total

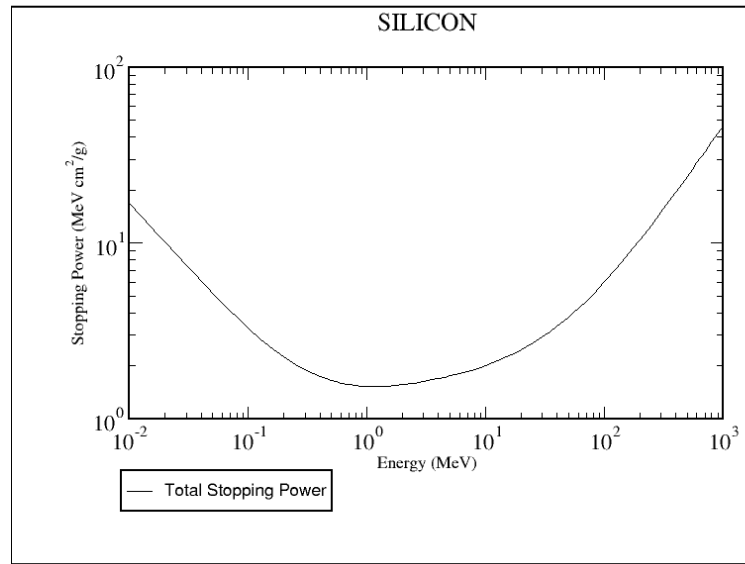


Figure 3.12 – Perte d'énergie en fonction de l'énergie cinétique des électrons dans le silicium [7].

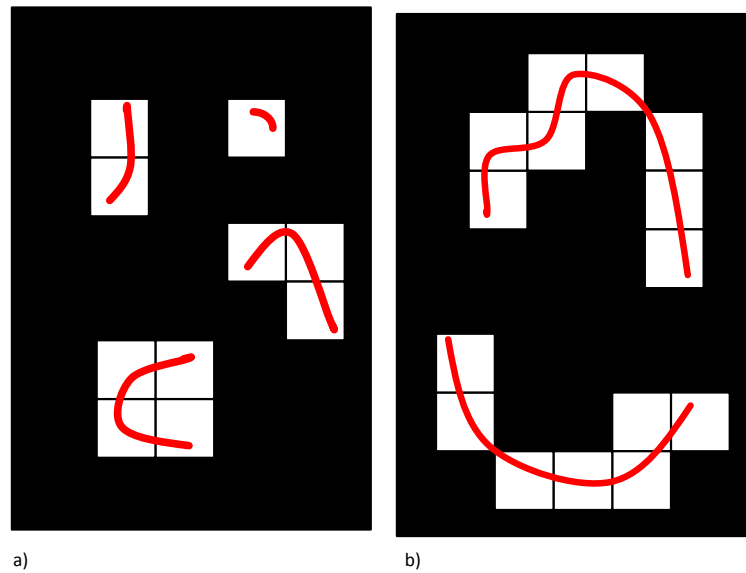


Figure 3.13 – Exemple de traces que peut laisser un électron avec une énergie cinétique de l'ordre du keV dans le détecteur ATLAS-MPX.



environ 80 keV dans le ATLAS-MPX (épaisseur de silicium de 300  $\mu\text{m}$ ). Ces particules produisent des amas longs mais étroits, dont la longueur dans la partie active du détecteur dépend de l'angle d'incidence de la particule sur le détecteur [28].

### 3.7 Interaction des particules neutres avec le détecteur ATLAS-MPX

Les particules neutres sont détectées de façon indirecte. Elles peuvent interagir avec le silicium en créant des particules chargées secondaires, électrons et positrons dans le cas de photons, ou bien, dans le cas des neutrons elles peuvent interagir avec d'autres matériaux, appelés convertisseurs couvrant la surface du détecteur. Ces convertisseurs sont choisis et placés pour obtenir le maximum de particules chargées produites par les interactions des neutrons dans le convertisseur. Ces particules chargées pénètrent alors dans le détecteur au silicium placé après le convertisseur où elles sont détectées avec 100% d'efficacité [28].

### 3.8 Photons

Les photons interagissent dans la matière par l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Ces trois types d'interaction sont dominants à différentes énergies. Pour le silicium, l'effet photoélectrique est dominant à petite énergie  $E_\gamma < 0.06 \text{ MeV}$ , la diffusion Compton est importante à une énergie intermédiaire  $0.06 \text{ MeV} < E_\gamma < 15 \text{ MeV}$  et la création de paire est dominante à grande énergie  $E_\gamma > 15 \text{ MeV}$  [7][28].

#### 3.8.1 Effet photoélectrique

Lorsqu'un photon frappe la matière, un photo-électron est éjecté à la suite de l'absorption du photon par un électron atomique (Figure 3.14). L'énergie du photon doit être égale ou supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome pour permettre l'effet photoélectrique. L'énergie du photo-électron  $E_e$  est :

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (3.8)$$

où  $E_\gamma$  est l'énergie du photon incident et  $E_b$  est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome [28]. Dans la figure 3.15 on montre la section efficace de l'effet photoélectrique dans le silicium.

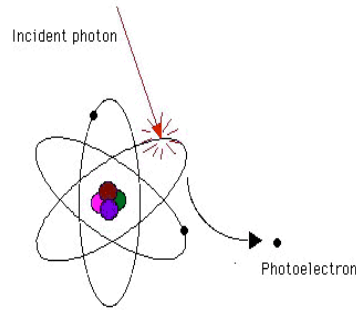


Figure 3.14 – Effet photoélectrique.

### 3.8.2 Diffusion Compton

Quand les photons ont une énergie entre 0.06 MeV et 15 MeV pour le Silicium, ils interagissent principalement par la diffusion Compton. Dans une collision d'un photon d'énergie  $h\nu$  avec un électron lié à un noyau (Figure 3.16), le photon est dévié d'un angle  $\theta$  par rapport à sa direction originale et l'électron de recul initialement considéré au repos recule suite à la diffusion. L'énergie de liaison de l'électron atomique est négligeable par rapport à l'énergie transférée [28]. À petit angle  $\theta$ , très peu d'énergie est transférée. L'énergie du photon diffusé ( $h\nu'$ ) est :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3.9)$$

La Figure 3.17 montre la section efficace de la diffusion Compton dans le silicium.

### 3.8.3 Création de paires

Ce processus ne peut avoir lieu que si l'énergie disponible dans le centre de masse est supérieure à la somme des masses au repos de l'électron et du positron (1.022 MeV).

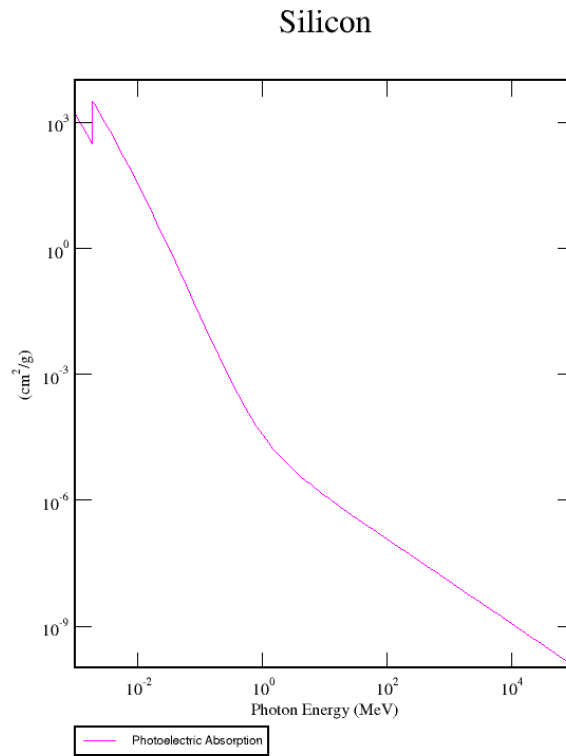


Figure 3.15 – Section efficace de l’effet photoélectrique dans le silicium en fonction de l’énergie du photon. [7].

Cette interaction ne peut avoir lieu que dans la matière pour assurer la conservation de la quantité de mouvement [28](figure 3.18). La section efficace de création de paire est dominante à une énergie supérieure à 15 MeV dans le silicium (Figure 3.19).

### 3.9 Photons dans le détecteur ATLAS-MPX

Lorsque des photons interagissent dans le silicium, ils seront détectés dépendamment de leur énergie à partir soit d’électrons soit de positrons soit des deux. Ces électrons et positrons laisseront des traces dans le détecteur ATLAS-MPX comme celles montrées dans la section 3.5.

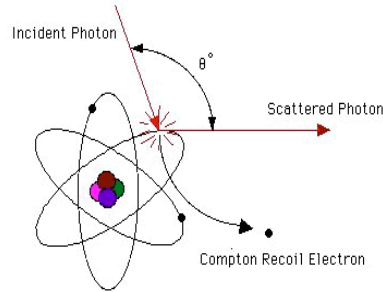


Figure 3.16 – Effet Compton

### 3.9.1 Coefficient d'absorption totale et atténuation

Les photons traversant la matière sont atténués et leur nombre va décroître exponentiellement avec la distance :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.10)$$

où  $\mu = N\sigma = \sigma \left( \frac{N_a \rho}{A} \right)$  est le coefficient d'absorption totale,  $N_a$  est le nombre d'Avogadro,  $\rho$  est la densité du matériau et  $A$  son poids atomique. La probabilité totale d'interaction d'un photon avec la matière est la somme des interactions photoélectrique, Compton et la création de paires. La section efficace totale par atome est :

$$\sigma = \sigma_{photo} + Z\sigma_{Compton} + \sigma_{paire} \quad (3.11)$$

## 3.10 Neutrons lents

### 3.10.1 Réactions nucléaires dans les convertisseurs

Les neutrons lents sont thermiquement excités jusqu'à atteindre une énergie de 0.025 eV. Les neutrons lents sont détectés à l'aide d'un convertisseur par les produits des réactions nucléaires entre les neutrons et les noyaux du convertisseur. Ces réactions ont de très grandes sections efficaces pour les neutrons thermiques. Le convertisseur le plus po-

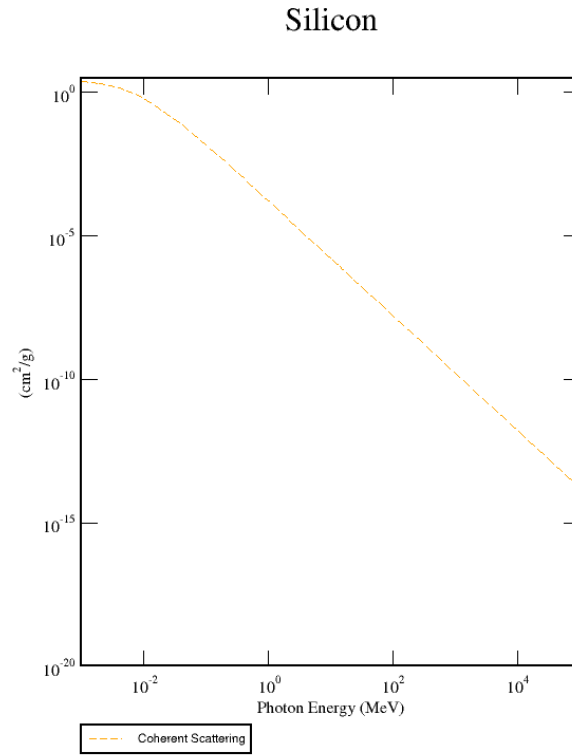


Figure 3.17 – Section efficace de la diffusion Compton dans le silicium en fonction de l'énergie du photon [7].

pulaire pour la détection des neutrons thermiques est le fluorure de lithium  ${}^6\text{LiF}$  [28](voir figure 3.20).

La réaction nucléaire des neutrons lents avec le lithium est :



Étant donné que la quantité de mouvement du neutron est presque nulle (le neutron lent est presque considéré comme étant au repos), suite à la réaction nucléaire, les particules produites vont être émises dans des directions opposées. À partir de la conservation de l'énergie et de la conservation de la quantité de mouvement, les énergies cinétiques

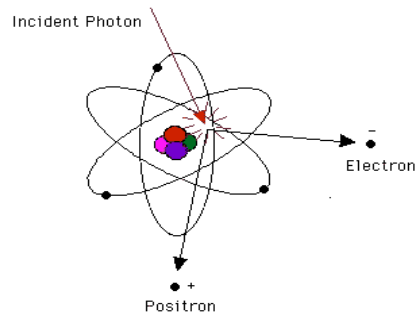


Figure 3.18 – Création de paires dans la matière.

des particules produites dans la réaction( 3.12) sont 2.73 MeV pour le tritium et 2.05 MeV pour la particule alpha. La section efficace de la réaction est de 940 barn pour un neutron de 25 meV. La portée dans le LiF des particules produites est 33.21  $\mu\text{m}$  pour le tritium et 6.05  $\mu\text{m}$  pour la particule- $\alpha$ . Les noyaux de tritium pourront pour la plupart éviter d'être absorbés dans le convertisseur[28].

L'efficacité de détection des neutrons lents par le détecteur va donc dépendre de l'épaisseur du convertisseur. Plus le convertisseur est épais, plus la probabilité d'interaction dans le matériau du convertisseur augmente. Par contre il est probable que les particules secondaires seront absorbées dans le convertisseur. Il est donc primordial de trouver un compromis entre l'atténuation des neutrons et l'absorption des particules secondaires pour atteindre une efficacité de détection optimale [28].

### 3.10.2 Probabilité de détection des neutrons thermiques

La probabilité de détection des neutrons lents a été calculée en faisant les hypothèses suivantes [28] : 1) Les neutrons incidents se déplacent en direction perpendiculaire à la surface du convertisseur de  ${}^6\text{LiF}$ . Les neutrons thermiques forment un gaz isotrope. 2) La région de contact entre le convertisseur et le détecteur est d'épaisseur négligeable.

La probabilité qu'une particule chargée produite dans l'interaction neutron lent - convertisseur atteigne le détecteur au silicium dépend de sa portée dans le convertisseur,

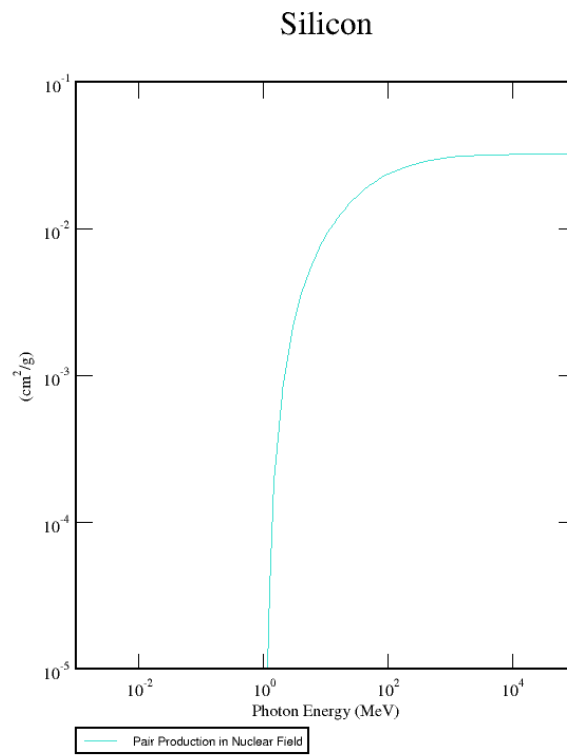


Figure 3.19 – Section efficace de la création de paires dans le silicium en fonction de l'énergie du photon [7].

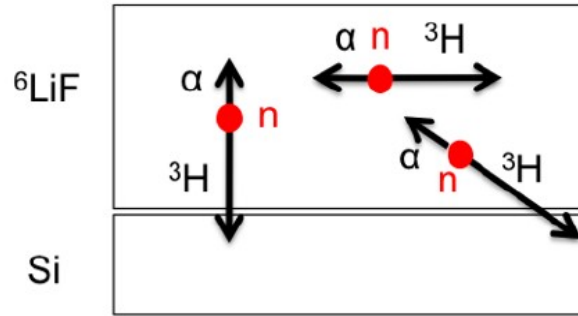


Figure 3.20 – Convertisseur de fluorure de lithium déposé sur un détecteur au silicium et interaction de neutrons thermiques.

de l'atténuation du faisceau des neutrons et de l'épaisseur du convertisseur. Par exemple, si l'épaisseur du convertisseur est supérieure à la portée de la particule (tritium ou alpha), la probabilité de détection est nulle. Pour l'évaluation de la probabilité de détection il faut donc considérer que : 1) La densité de probabilité d'interaction entre le neutron lent et le lithium dans le convertisseur à une profondeur  $x$  est :

$$dP_{int} = \mu dx \quad (3.13)$$

$\mu = 57.8 \text{ cm}^{-1}$  étant le coefficient d'absorption du neutron dans le  ${}^6\text{LiF}$

$$\mu = n\sigma_{tot} = \rho \frac{N_a}{A} \sigma_{tot} \quad (3.14)$$

$\sigma_{tot}$  est la section efficace totale de la réaction neutron- ${}^6\text{LiF}$ ,  $\rho$  est la densité du  ${}^6\text{LiF}$ ,  $N_a$  est le nombre d'Avogadro et  $A$  est le poids atomique. 2) La probabilité que le neutron puisse parcourir une certaine distance  $x$  dans  ${}^6\text{LiF}$  sans interagir est :

$$P_n = e^{-\mu x} \quad (3.15)$$



3) La probabilité pour la particule chargée d'aller vers le haut ou vers le bas est :

$$P_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{R}\right) \quad (3.16)$$

$$P_{\downarrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(d-x)}{R}\right) \quad (3.17)$$

où  $R$  est la portée de la particule dans le  ${}^6\text{LiF}$  et  $d$  est l'épaisseur du convertisseur de  ${}^6\text{LiF}$ . On va s'intéresser à la probabilité de détection des particules chargées se dirigeant vers le bas (vers le détecteur de silicium).

La densité de probabilité de détection est :

$$dP_{det} = e^{-\mu x} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(d-x)}{R}\right) \mu dx \quad (3.18)$$

$$P_{det} = \frac{1}{2} \left( -e^{-\mu x} - \frac{1}{R} \left( -(d-x)e^{-\mu x} + \frac{e^{-\mu x}}{\mu} \right) \right) \quad (3.19)$$

En intégrant de 0 à  $d$  (épaisseur du convertisseur) nous trouvons :

$$P_{det} = \frac{1}{2} \left( -e^{-\mu d} + 1 - \frac{e^{-\mu d}}{\mu R} - \frac{d}{R} + \frac{1}{\mu R} \right) \quad (3.20)$$

Nous cherchons l'épaisseur pour laquelle la probabilité est maximale.

$$\frac{dP_{det}}{d(d)} = 0 \quad (3.21)$$

Nous trouvons donc :

$$\frac{1}{2} \left( -\mu e^{-\mu d_{opt}} + \frac{e^{-\mu d_{opt}}}{R} - \frac{1}{R} \right) = 0 \quad (3.22)$$

Finalement :

$$d_{opt} = \frac{1}{\mu} \ln(\mu R + 1) \quad (3.23)$$

En évaluant numériquement, l'épaisseur optimale  $d_{opt}$  est :

- $d_{opt} = 30.37 \mu\text{m}$  (pour le tritium)
- $d_{opt} = 5.94 \mu\text{m}$  (pour la particule- $\alpha$ )

Les neutrons lents sont alors détectés à partir du tritium (particule lourde chargée) dans le silicium avec une énergie égale ou inférieure à 2.73 MeV[28].

### 3.11 Neutrons rapides

#### 3.11.1 Collisions élastiques

Les neutrons rapides transfèrent leur énergie cinétique aux particules chargées par collisions élastiques. Plus le matériau du convertisseur est léger, plus le transfert d'énergie est grand. L'énergie de recul  $E_R$  du noyau dans le système du laboratoire est [31] :

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos \theta)^2 E_n \quad (3.24)$$

où  $A$  est le poids atomique de la cible,  $E_n$  est l'énergie cinétique du neutron incident et  $\theta$  est l'angle de diffusion du noyau de recul dans le système du laboratoire. L'énergie de recul du noyau est donc fortement dépendante de l'angle de diffusion. L'angle de diffusion du noyau de recul est presque équiprobable pour les angles de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ , c'est-à-dire que le noyau va être éjecté vers l'avant. Lorsque l'angle de diffusion est nul, le transfert d'énergie est maximal et le neutron rapide est ralenti :

$$E_R |_{Max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (3.25)$$

À partir de l'énergie de transfert maximale, on peut établir la fraction maximale d'énergie transférée :

$$\frac{E_R |_{Max}}{E_n} = \frac{4A}{(1+A)^2} \quad (3.26)$$

Le tableau 3.2 montre la fraction maximale d'énergie pour plusieurs noyaux cibles. L'hydrogène est l'atome qui permet un transfert total d'énergie. Étant donné qu'il s'agit de l'atome le plus léger, la portée de l'hydrogène (proton) va être la plus grande[28].

Noyau cible	A	Fraction maximale
${}^1_1H$	1	1
${}^2_1H$	2	0.889
${}^3_1H$	3	0.750
${}^4_2He$	4	0.640
${}^{12}_6C$	12	0.284
${}^{16}_8O$	16	0.221

Tableau 3.II – Fraction maximale transférée au noyau de masse A par un neutron rapide. La fraction maximale diminue quand la masse du noyau de recul augmente.

### 3.11.2 Convertisseur de polyéthylène

Le convertisseur utilisé le plus couramment pour la détection des neutrons rapides est le polyéthylène, matériau riche en hydrogène (Figure 3.21). La probabilité de détection des neutrons rapides dépend, comme dans le cas des neutrons lents, de l'épaisseur du convertisseur. Dans cette section, nous étudierons les caractéristiques de la détection des neutrons rapides en supposant que l'épaisseur du convertisseur est de 1.3 mm (comme dans le détecteur ATLAS-MPX).

Le polyéthylène contient aussi du carbone, mais étant donné que le transfert d'énergie lors de la collision élastique du carbone avec le neutron rapide est très petit par rapport à l'hydrogène (voir Tableau 3.2) et que la portée du carbone dans le polyéthylène est de quelques microns (voir Figure 3.22a), le carbone est absorbé dans le convertisseur (en supposant que l'épaisseur du convertisseur soit de l'ordre du mm). La génération de protons de recul énergétiques est très importante pour pouvoir produire un signal dans le détecteur. L'énergie des protons de recul dépend de l'énergie des neutrons incidents et de l'angle de diffusion du proton dans le polyéthylène[28].

La Figure 3.22b, présente la portée des protons dans le polyéthylène en fonction de leur énergie. Notons que lorsque les protons de recul ont une énergie supérieure à 10 MeV, ils peuvent traverser complètement la couche de polyéthylène de 1.3 mm d'épaisseur pour être détectés dans le silicium.

La section efficace élastique [28] des neutrons rapides avec l'hydrogène et le carbone a été multipliée par la densité d'atomes d'hydrogène et de carbone dans le convertisseur.

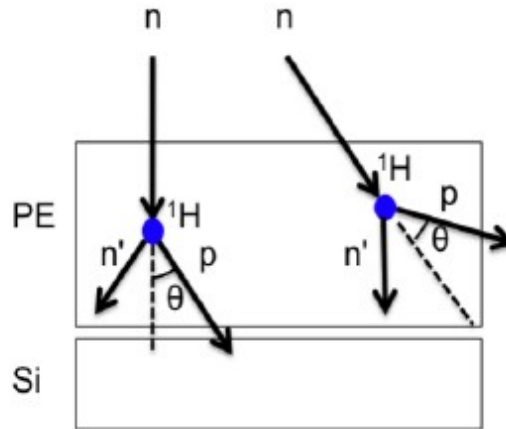


Figure 3.21 – Convertisseur de polyéthylène couvrant un détecteur au silicium. Le neutron rapide transfère son énergie au noyau d'hydrogène et le proton recule.

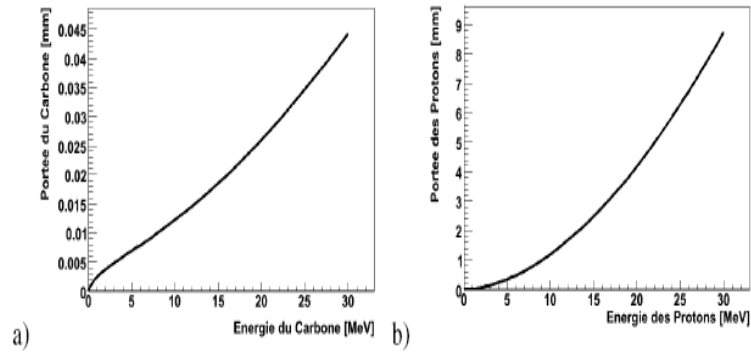


Figure 3.22 – a) Portée du carbone dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique. La portée du carbone est petite comparativement à l'épaisseur du convertisseur (1.3 mm). b) Portée du proton dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique. [28]

Ceci a pour but d'évaluer le nombre d'atomes par cm qui ont une collision élastique dans le polyéthylène (voir Figure 3.23). Lorsque les neutrons ont une énergie inférieure à 18 MeV, les collisions élastiques entre les neutrons et l'hydrogène sont favorisées par rapport aux collisions élastiques entre les neutrons et le carbone. La section efficace élastique entre le neutron et l'hydrogène diminue fortement quand l'énergie cinétique des neutrons augmente parce que d'autres interactions sont favorisées (collisions inélastiques).

En utilisant les sections efficaces différentielles, la distribution angulaire des protons de recul a été évaluée pour des neutrons rapides ayant des énergies entre 1 MeV et 4 MeV (Figure 3.24).

Dans tous les cas, l'émission des protons vers l'avant (0 degré) est favorisée. L'émission des protons vers l'avant devient plus importante lorsque l'énergie des neutrons augmente. Aussi, dans tous les cas, la probabilité angulaire diminue autour de 45 degrés et finalement elle devient minimale à 90 degrés. Il faut noter que pour certains cas, la variation de la probabilité angulaire entre 0 et 90 degrés est négligeable et la probabilité angulaire de diffusion peut être considérée comme étant équiprobable [28].

### 3.12 Réactions nucléaires dans le silicium

Les neutrons rapides peuvent aussi faire des réactions nucléaires directement dans le silicium. Dans le tableau 3.3, des réactions nucléaires possibles pour des neutrons entre 0 et  $\sim 10$  MeV sont montrées avec leur valeur-Q et leur seuil en énergie pour permettre la réaction [28].

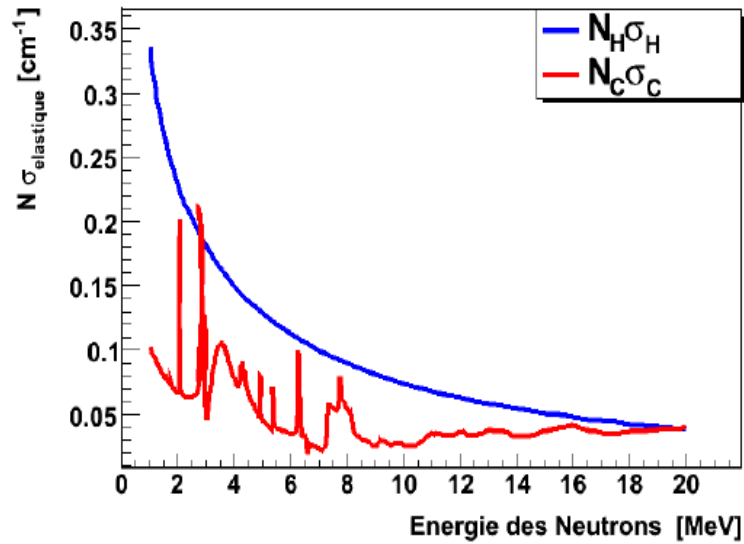


Figure 3.23 – Le nombre d’atomes par cm du convertisseur ayant une collision avec les neutrons rapides.  $N_H\sigma_H$  représente les collisions entre les neutrons et l’hydrogène (bleu) avec  $N_H=7.91 \times 10^{22}$  atomes/cm<sup>3</sup>.  $N_C\sigma_C$  représente les collisions entre les neutrons et le carbone (rouge) avec  $N_C=3.96 \times 10^{22}$  atomes/cm<sup>3</sup> [28].

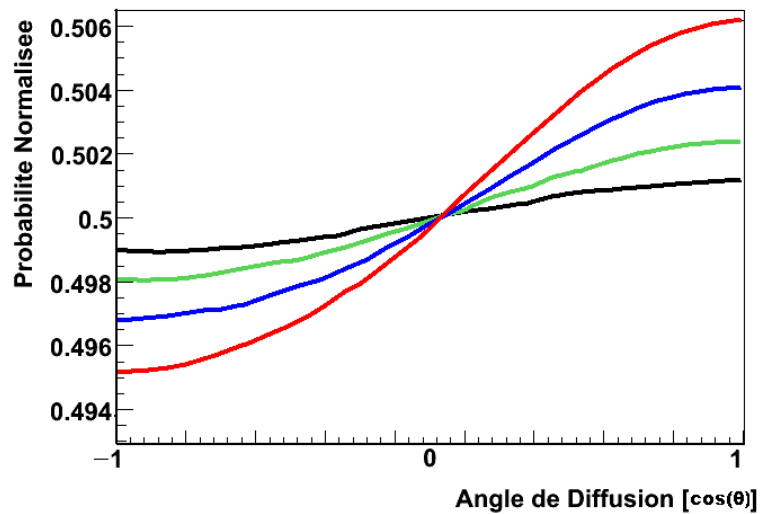


Figure 3.24 – Probabilité angulaire de diffusion[28] [5] pour des neutrons de 1 MeV (noir), 2 MeV (vert), 3 MeV (bleu) et 4 MeV (rouge).

Produits de la réaction	valeur-Q [keV]	Seuil de la réaction [keV]
$^{29}\text{Si} + \gamma$	8473.57	0.00
$^{28}\text{Si} + \text{n}$	0.00	0.00
$^{25}\text{Mg} + \alpha$	-2653.57	2749.27
$^{28}\text{Al} + \text{p}$	-3860.01	3999.12
$^{27}\text{Al} + \text{d}$	-9360.55	9698.12
$^{24}\text{Mg} + \text{n} + \alpha$	-9984.15	10344.20

Tableau 3.III – Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et  $\sim 10$  MeV [28].

## CHAPITRE 4

### MAFALDA (MEDIPIX ANALYSIS FRAMEWORK)

#### 4.1 MAFalda (Medipix Analysis Framework)

Un logiciel de reconnaissance de forme a été développé et mis en œuvre dans le cadre d’analyse de données Medipix (ATLAS-MPX) **MAFalda** à l’Université de Montréal [30]. MAFalda est un ensemble d’algorithmes écrits en langage C++ et basé sur le cadre de ROOT.

##### 4.1.1 Reconnaissance des particules avec MAFalda

La reconnaissance des formes des traces (pixels allumés en laissant différentes formes géométriques) laissées dans un détecteur ATLAS-MPX est effectuée en suivant deux étapes [6]. La première étape est effectuée par l’algorithme BlobsFinder de Mafalda et se compose de la recherche de groupes de pixels adjacents (blobs), les amas, qui sont les pixels allumés simultanément. Les tâches sont ensuite classées par les algorithmes PR-BasicSpecies qui prédéfinissent des catégories géométriques selon certains paramètres de configuration. Le classement pour “Blobs”, ne signifie pas que les particules correspondantes sont identifiées. Par exemple, un blob classé comme un point peut être la signature d’une particule au minimum d’ionisation (muons, pions, kaons, etc) à incidence normale, d’un noyau, un électron ou un photon de quelques dizaines de keV d’énergie à n’importe quel angle d’incidence . L’erreur associée à l’identification des particules est appelée “mistag” et c’est une conséquence de la technique de détection des détecteurs ATLAS-MPX. Les particules peuvent être identifiées sans ambiguïté seulement si leur type est connu à l’avance (par exemple le détecteur est exposé seulement à des muons) ou si elles sont de différents types (mélange de champs de radiation) connus à l’avance. Cependant, chaque type donne une forme de trace, qui est l’activation des pixels par le passage d’une particule dans le silicium par exemple si le détecteur est exposé à des électrons de haute énergie (traces courbées) et à des muons à incidence parallèle (traces



droites longues)[17].

#### 4.1.2 L'algorithme de reconnaissance

L'algorithme est divisé en deux parties : BlobsFinder et PRBasicSpecies. Le premier algorithme (BLobsFinder) est conçu pour exécuter la recherche de “blobs” dans un cadre. Un blob est défini ici comme un groupe de pixels activés (voir figure 4.1i). L'algorithme PRBasicSpecies classe les blobs trouvés par BlobsFinder. Par exemple, un blob classé comme un seul “hit” peut correspondre à un photon dans certaines conditions expérimentales, mais il peut aussi être un **mip** entrant dans la plaquette de Silicium perpendiculairement et laissant une trace d'un seul pixel [30][17]. Les paramètres de PRBasicSpecies sont :

- "Inner count" : Nombre de pixels qui ont quatre voisins dans l'amas de pixels. Ce paramètre détermine la grandeur minimale des amas appartenant aux catégories des particules lourdes. Le plus petit amas est de cinq pixels avec un "inner count".
- "Radius dev" : À partir de l'aire des amas  $A$  (nombre de pixels), le diamètre d'un cercle est calculé ( $d = 2\sqrt{A/\pi}$ ). Ce diamètre est comparé à la distance maximale ( $d_{max}$ ) trouvée entre deux pixels de l'amas. La déviation du rayon est donc :  $d_{max}/d$ . Ce paramètre permet d'évaluer la rondeur de l'amas et il est utilisé pour la reconnaissance des "heavy blobs".
- "Inner-border ratio" : Rapport entre le nombre de pixels de l'intérieur de l'amas ("inner count") et le reste des pixels.
- “LongGammaMax” : est utilisé pour accepter des structures bouclées comme “long gamma blob”. Si ce paramètre entier est mis à 0, pas d'identification de “long gamma blob”.
- “maxNPixelsCurly” : est le nombre maximum de pixels autorisés dans une trace bouclée.

### 4.1.3 Les types de blobs

Ces quatre premiers types sont souvent associés à des rayons X ou rayons gamma qui interagissent avec la plaquette de Silicium par effet Compton ou effet photoélectrique en laissant une trace très courte [17]. Les types de blobs sont :

- hit individuel : un blob fait d'un seul pixel (voir figure 4.1a).
- hit double : deux pixels contigus (voir figure 4.1b).
- hit triple : trois pixels contigus (voir figure 4.1c).
- Quad hit : quatre pixels contigus (voir figure 4.1d).

Les Blobs solides et ronds apparaissent dans les cadres lorsque les protons, les particules alpha ou des ions chargés plus lourds frappent la plaquette de Silicium [17] :

- Blobs lourds : plus de quatre pixels ensembles avec une structure ronde, attribué à des particules lourdes ionisantes (voir figure 4.1e).
- Traces lourdes : plus de quatre pixels ensembles en forme de comète, attribuées à des particules lourdes ionisantes où l'incidence n'est pas perpendiculaire à la surface du détecteur (voir figure 4.1f).
- Traces courbées : généralement dues à des électrons (pas de mips) (voir figure 4.1g).
- Traces droites (mips) : sont identifiées quand un mip laisse une trace en forme de ligne droite d'environ 20 pixels ou plus (voir figure 4.1h).

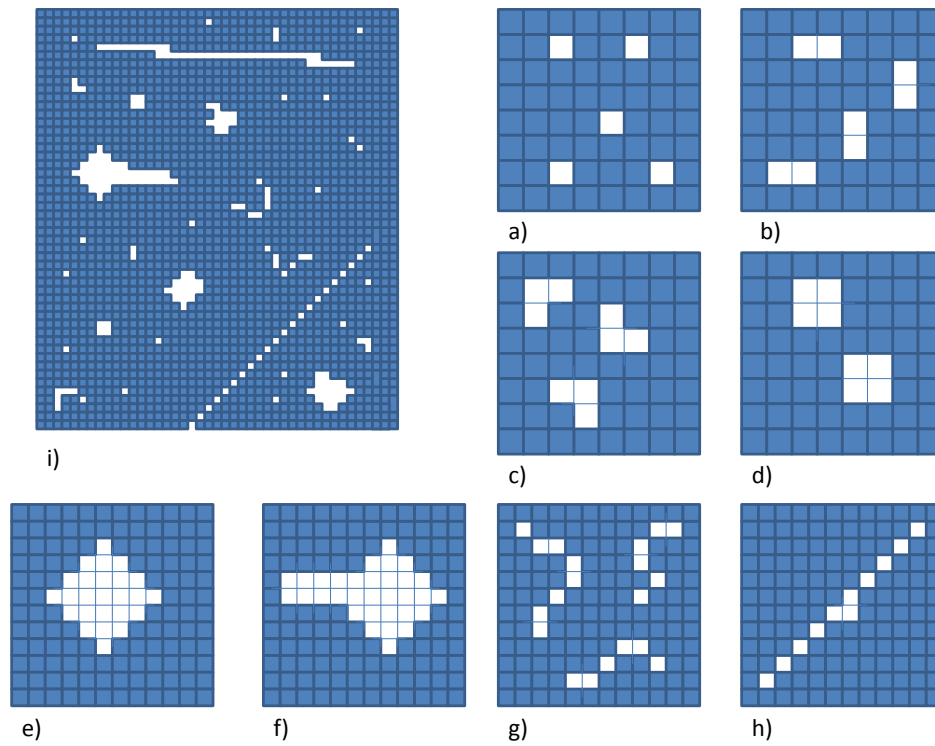


Figure 4.1 – Catégorisation des traces des particules par MAFalda. a)Hit individuel. b)Hit double. c)Hit triple. d)Quad hit. e)Blobs lourds. f)Traces lourdes. g)Traces courbées. h)Traces droites. i)Groupe de pixels activés.

## CHAPITRE 5

### ÉVÉNEMENTS DE “MINIMUM BIAS”

#### 5.1 Introduction

Le détecteur ATLAS [41] peut être utilisé pour mesurer la pseudorapidité et les distributions en impulsion transverse des particules chargées produites dans les collisions inélastiques proton-proton (pp). La mesure des caractéristiques de ces collisions permet une compréhension de la physique derrière ces collisions, en particulier, leurs dépendances énergétiques. Les événements de “minimum bias” peuvent caractériser la partie molle des événements sous-jacents (“underlying event”) dans les collisions à haut  $p_T$ . Des études de distribution de particules dans les événements de “minimum bias” dans les collisions p-p sont importantes pour définir la base des mesures dans les collisions d’ions lourds, pour faire une différence entre le nombre de particules attribuées aux effets QCD et le nombre de nucléons dans les noyaux de collision impliqués dans le processus. Les interactions de “minimum bias” seront un bruit de fond majeur lors de collision proton-proton à basse luminosité ( $10^{30} - 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et à haute luminosité ( $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), où le nombre moyen de ces interactions par collision des faisceaux (“beam-crossing”) est de 2 pour une luminosité de  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et 18 pour une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , respectivement [41]. La section efficace totale proton-proton peut être divisée en composantes élastique et inélastique. La composante inélastique peut être divisée en composantes : non-diffractive, diffraction simple et double [41]. La section efficace totale ( $\sigma_{tot}$ ) peut alors s’écrire :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elas} + \sigma_{sd} + \sigma_{dd} + \sigma_{nd} \quad (5.1)$$

où ces sections efficaces sont respectivement la section efficace élastique ( $\sigma_{elas}$ ), la section efficace diffractive simple ( $\sigma_{sd}$ ), la section efficace diffractive double ( $\sigma_{dd}$ ) et la section efficace non diffractive ( $\sigma_{nd}$ ). L’acceptance des événements élastiques est définie par le “trigger”, qui est généralement connu comme “minimum bias trigger”. Ce “trig-

ger” permet d’éviter les biais dans l’échantillon des événements, telle que la sélection des événements de haut  $p_T$  en déclenchant sur les objets de haut  $p_T$ . Cependant, quelques biais sont habituellement présents en raison d’effets tels que l’acceptance géométrique ou des seuils d’énergie minimale dans le détecteur “trigger”. Il n’est donc pas rare de trouver des définitions différentes pour les événements de “minimum bias” dans la littérature. Historiquement, les événements de “minimum bias” utilisés dans des expériences de collisionneur hadronique [5-11] étaient souvent obtenus des “triggers” basés sur les coïncidences à l’avant et à l’arrière, lesquels ont favorisé la détection des événements inélastiques “single” diffractifs (NSD), i.e.  $\sigma_{nsd} = \sigma_{tot} - \sigma_{elas} - \sigma_{sd}$  où  $\sigma_{nsd} = \sigma_{dd} + \sigma_{nd}$ . Donc, dans cette thèse, les événements NSD ont souvent été considérés comme des événements de “minimum bias” [41].

## 5.2 Événements de “Minimum bias”

Les prédictions de sections efficaces aux énergies du LHC varient avec une incertitude de 50% en raison des incertitudes théoriques. La section efficace totale est  $\sigma_{tot} \approx 100\text{mb}$  dépendant fortement des modèles de Monte Carlo et des différentes estimations théoriques de calcul de la section efficace totale. En particulier, au LHC, les multiplicités de particules produites dans les collisions proton proton ne sont pas connues. Les contributions à ces collisions proton proton, sont des processus élastiques et inélastiques, où la partie inélastique domine avec  $\sigma_{inel} \approx 80\text{mb}$ . La partie inélastique avec processus des interactions non-diffractives,  $\sigma_{nd} \approx 55\text{mb}$ , produit principalement des particules de petit  $p_T$  dans la région du détecteur central. Elles sont généralement associées à des événements de “minimum bias”. D’autres contributions proviennent de diffusions diffractives simples et de diffusion diffractives doubles, avec  $\sigma_{sd} \approx 14\text{mb}$  et  $\sigma_{dd} \approx 10\text{mb}$  respectivement, en produisant, pour la plupart, des particules dans la direction avant [32].

## 5.3 Interactions des événements de “minimum bias”

Historiquement, depuis l’époque du CERN-ISR [16], CERN-SPS [21] jusqu’à la plus récente expérience Tevatron CDF [18] et E735 [26], la communauté expérimentale

a généralement interprété et classé les événements de “minimum bias” comme des interactions inélastiques non diffractives (NSD). Cette définition est basée sur le système de déclenchement utilisé dans les expériences mentionnées ci-dessus qui ont favorisé la détection d’événements (NSD). D’autre part, ayant un intérêt renouvelé pour les modèles théoriques qui pourraient décrire de façon satisfaisante les interactions douces et les processus de diffraction, certains groupes ont identifié des événements de “minimum bias” comme des interactions inélastiques non diffractives [22]. En termes pratiques, le choix expérimental pour les interactions inélastiques non diffractives simple de “minimum bias” ne diffère pas considérablement du choix plus théorique d’interactions non-diffractives, puisque leurs sections efficaces ne diffèrent guère de plus de 15% aux énergies actuelles du collisionneur LHC. Tout au long de cette thèse, nous allons associer les événements de “minimum bias” à des interactions inélastiques (NSD), suivant les analyses actuelles. Comme le montre le tableau 5.1, dans la langue des générateurs d’événements Monte Carlo utilisés dans ce travail, les sous-processus 94 et 95 sont activés dans PYTHIA6.214 [34].

PYTHIA 6.214	MSUB(94)=1 MSUB(95)=1
--------------	--------------------------

Tableau 5.1 – Paramètres utilisés pour générer des événements de “minimum bias” (NSD). MSUB(94) : menu de sous-processus diffraction double, MSUB(95) : menu de sous-processus de bas  $p_T$  [34][39].

Nous pouvons aussi trouver des informations sur la structure des événements de “minimum bias” créés selon le générateur d’événements Monte Carlo, PYTHIA [39] comme modèle des interactions partoniques,  $N_{parton-parton}$ , en supposant qu’il existe une théorie QCD perturbative [22]. Des paramètres QCD définis dans le générateur d’événement PYTHIA avec leurs sens physiques dans ATLAS sont présentés dans le tableau 5.2.

Une relation entre les processus ISUB qui sont les subprocessus internes de production des événements avec PYTHIA et les processus physiques peuvent être visualisés dans certains exemples au moyen de diagrammes de Feynman (les figures 5.1-5.6, montrent des exemples typiques).

ISUB : 11,12,13,28,53,68,95,96	QCD $2 \rightarrow 2$ diffusion partonique
ISUB : 94	diffraction double
ISUB : 95	production de bas $p_T$
ISUB : 96	semi-dure QCD $2 \rightarrow 2$
MSTP(81)=1	interactions multiples
PARP(89)	échelle d'énergie (TeV) utilisée pour calculer $p_{T_{min}}$

Tableau 5.II – Paramètres QCD définis dans les générateurs d'événements “minimum bias” dans PYTHIA[39].

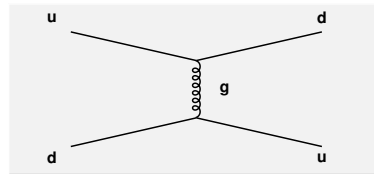


Figure 5.1 – ISUB 11 : sous-processus interne  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$  où  $q_i$  et  $q_j$  sont des quarks

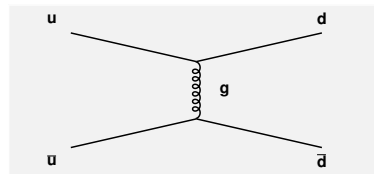


Figure 5.2 – ISUB 12 : sous-processus interne  $q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j$  où  $q_i$  et  $\bar{q}_j$  sont des quarks et antiquarks respectivement

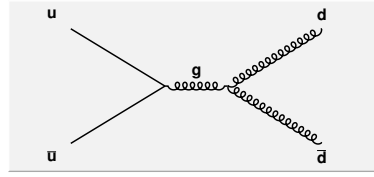


Figure 5.3 – ISUB 13 : sous-processus interne  $q_i \bar{q}_j \rightarrow gg$  où  $q_i$  et  $\bar{q}_j$  sont des quarks et antiquarks respectivement.  $g$  sont des gluons

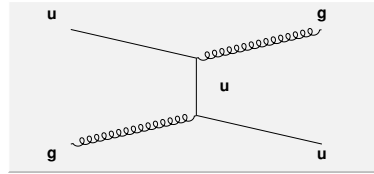


Figure 5.4 – ISUB 28 : sous-processus interne  $q_i g \rightarrow q_i g$  où  $q_i$  sont des quarks et  $g$  sont des gluons

#### 5.4 Distribution de pseudorapidité

Le taux de diffusion parton-parton dans une collision hadronique est fortement corrélé à la multiplicité de particules observées et la distribution de pseudorapidité de particules produites. Cela se produit parce que les interactions parton multiples convertissent une partie de l'énergie de collision en particules de petits  $p_t$  qui peuplent la région centrale [34].

La figure 5.7 montre la distribution des muons et des électrons générés avec Athena en fonction de la pseudorapidité et du moment transverse pour des collisions à 7TeV.



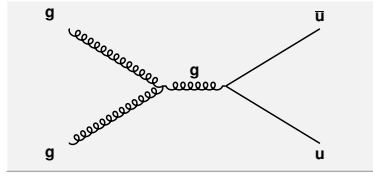


Figure 5.5 – ISUB 53 : sous-processus interne,  $gg \rightarrow q_i \bar{q}_j$  où  $q_i$  et  $\bar{q}_j$  sont des quarks et antiquarks respectivement.  $\mathbf{g}$  sont des gluons

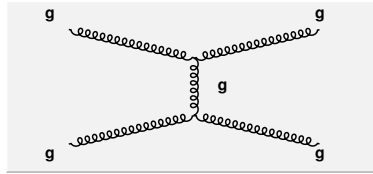
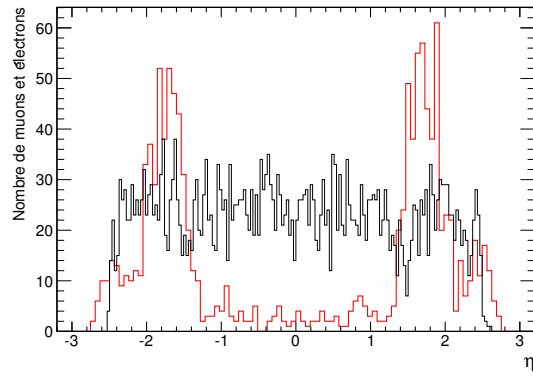


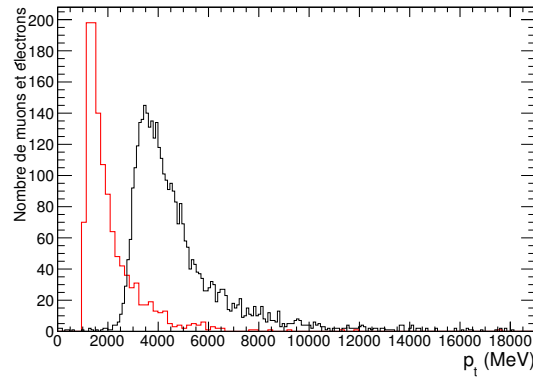
Figure 5.6 – ISUB 68 : sous-processus interne,  $gg \rightarrow gg$  où  $\mathbf{g}$  sont des gluons

### 5.5 Caractéristiques des événements inélastiques

Les distributions de pseudorapidité ( $\eta$ ) et de moment transverse ( $p_T$ )(figure 5.7) de particules chargées, de photons (figure 5.8) et jets (figure 5.9) qui sont initiées par les quarks et les gluons, sont générées utilisant PYTHIA [40], avec les paramètres définis dans la réf. [13] et simulées par Athena. Les événements sont dominés par des particules de petits  $p_T$  avec des densités plus élevées dans la région centrale  $|\eta| < 3.0$ . Une grande partie de cette région centrale est couverte par le détecteur interne d'ATLAS. Les distributions de particules chargées sont reconstruites à partir des traces qui sont mesurées par le détecteur interne avec une pseudorapidité  $|\eta| < 2.5$ , et un  $p_T$  supérieur à 150 MeV [41]. Dans le tableau 5.3 on montre les prédictions pour la section efficace transverse



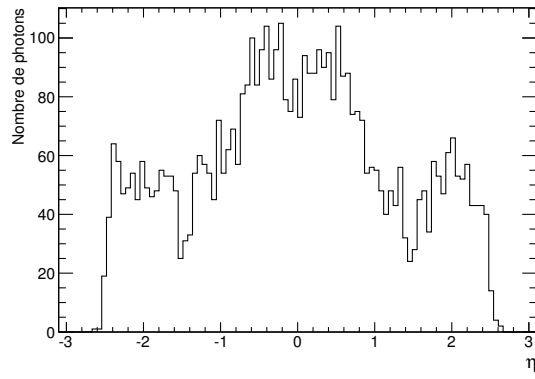
[a]



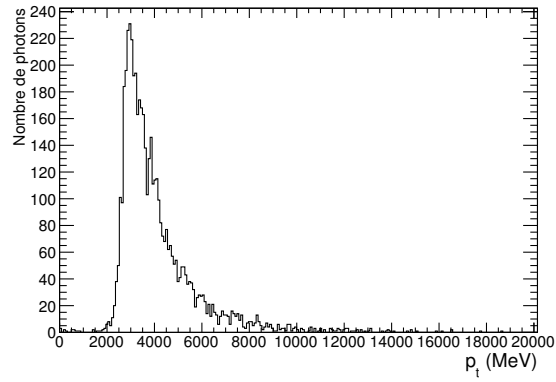
[b]

Figure 5.7 – Nombre de muons(rouge) et électrons(noir) en fonction de la pseudorapidité et du moment transverse  $p_t$ . Il faut noter que la reconstruction des muons dans la partie centrale ne fonctionnait pas. a)Distribution en pseudorapidité. b)Distribution en  $p_t$ .

pour les interactions proton-proton à  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$  par PYTHIA [35].

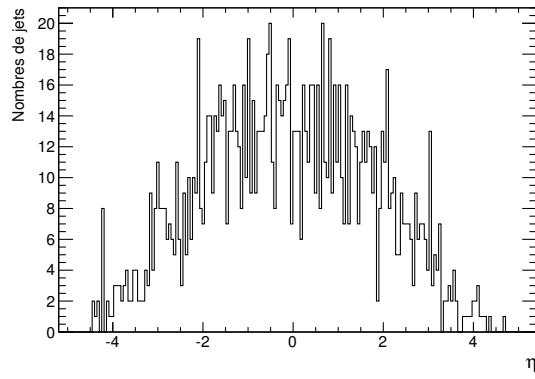


[a]

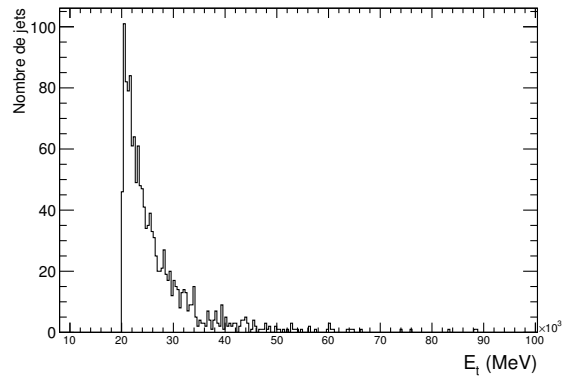


[b]

Figure 5.8 – Nombre de photons en fonction de la pseudorapidité et du moment transverse  $p_t$ . a) Distribution en pseudorapidité. b) Distribution en  $p_t$ .



[a]



[b]

Figure 5.9 – Nombre de jets en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie transverse  $E_t$ . a) Distribution en pseudorapidité. b) Distribution en  $E_t$ .

Processus	PYTHIA section transverse(mb)
non-diffractive	48.5
diffractive double	9.3
inélastique	71.5

Tableau 5.III – Prédiction pour la section efficace transverse pour les interactions proton-proton à  $\sqrt{s}=7$  TeV de PYTHIA [35].

## CHAPITRE 6

### RÉPONSE DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX AUX ÉVÉNEMENTS DE “MINIMUM BIAS” ET NEUTRONS À PARTIR DE LA SIMULATION GEANT4

#### 6.1 Simulation des événements de “Minimum bias”

La première partie de cette étude est basée sur les événements de “minimum bias” à une énergie de collision de 7 TeV. Certains groupes ont défini les événements “minimum bias” liés aux interactions non diffractives inélastiques [34]. Le fichier de données d’événements “minimum bias” que nous avons utilisé est [24] :

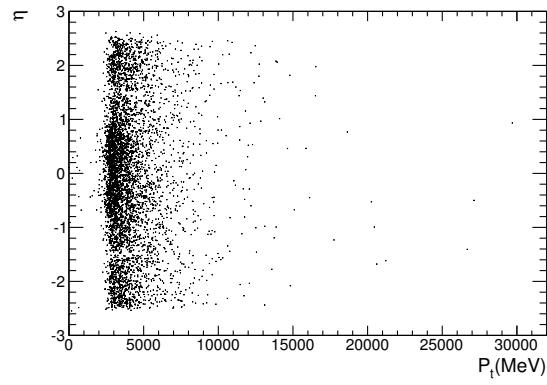
- MC09\_7TeV.105001.pythia\_minbias.recon.AOD.e517\_s787\_s767\_r1250\_tid127847\_00

lequel se trouve dans la base de données AMI [4]. Ce fichier est généré par PYTHIA, et l’analyse a été faite dans le cadre d’Athena.

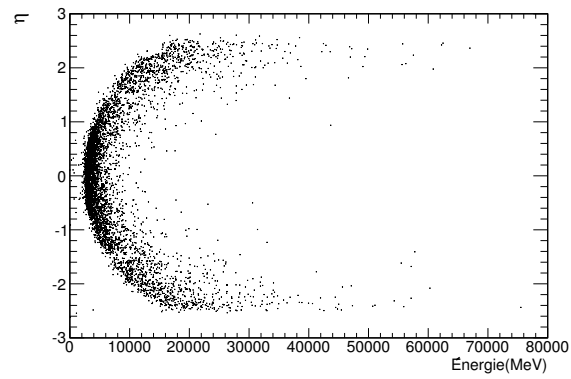
Ce fichier est sélectionné parce qu’il présente les caractéristiques des événements de “minimum bias”, comme un petit moment transverse  $p_T$  et une énergie supérieure à 500 MeV [23].

Nous avons choisi la simulation dans le cadre Athena, avec 93996 événements. L’algorithme AnalysisSkeleton.cxx a été modifié avec l’emplacement de chaque détecteur ATLAS-MPX en fonction de la pseudorapidité  $\eta$  et de l’angle azimutal  $\phi$ , pour les muons, photons et électrons, de même que pour l’analyse de jets et d’autres particules “truth particles”, comme les pions et les kaons.

Le taux de dispersion parton-parton dans une collision hadronique est fortement corrélé à la multiplicité et la distribution de pseudorapidité observées pour les particules produites[20][14] comme photons, muons, électrons et jets (voir figures 6.1-6.4). Cela se produit parce que dans chaque interaction partonique, une partie de l’énergie de la collision est convertie en particules de petit moment transverse  $p_T$  qui peuplent la région centrale [19].



[a]



[b]

Figure 6.1 – Distribution du moment transverse et de l'énergie des photons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des photons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des photons.

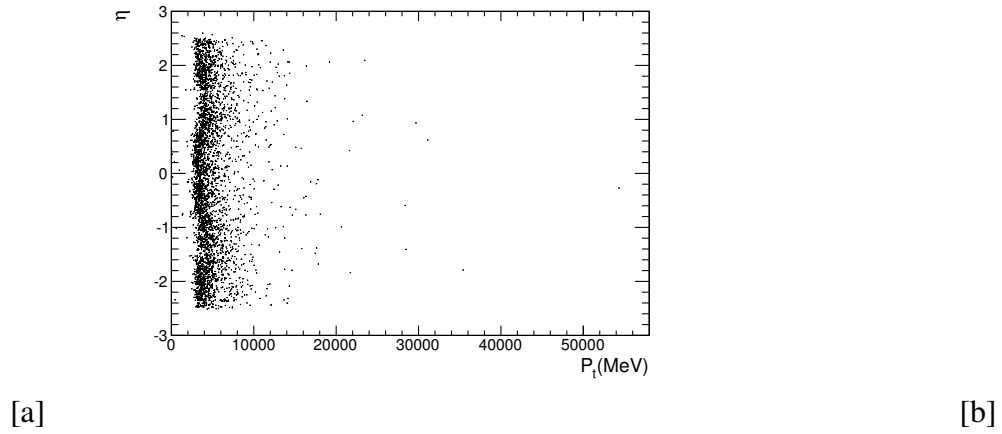
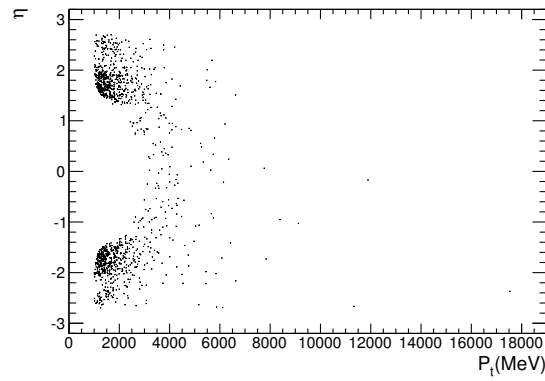


Figure 6.2 – Distribution du moment transverse et de l'énergie des électrons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des électrons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des électrons.

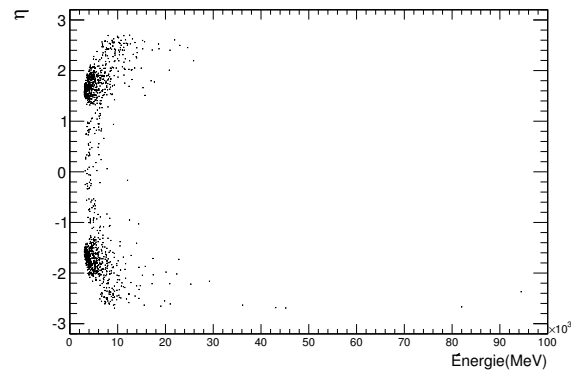
### 6.1.1 Paramètres du détecteur ATLAS-MPX

Nous incluons une région de  $4 \text{ cm}^2$  pour chaque détecteur dans les algorithmes d'Athena appelés AnalysisSkeleton.cxx. Nous calculons les espaces  $\eta$ - $\phi$  sous-tendus





[a]



[b]

Figure 6.3 – Distribution du moment transverse et de l'énergie des muons pour une énergie de collision de 7 TeV. a)Pseudorapidité en fonction du moment transverse des muons. b)Pseudorapidité en fonction de l'énergie des muons.

pour chaque détecteur ATLAS-MPX à sa position dans le détecteur ATLAS. Les algorithmes sont structurés de manière à mesurer ces variables. Cette procédure est plus

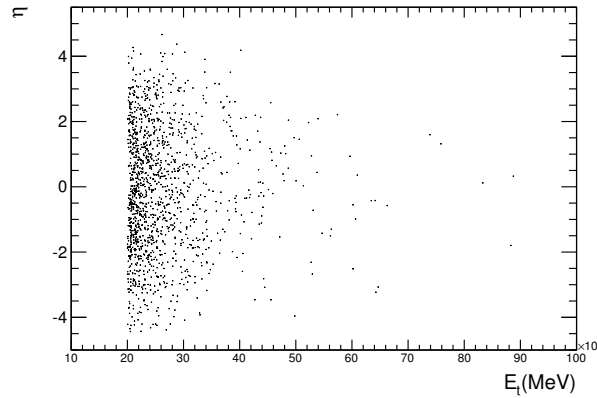


Figure 6.4 – Pseudorapidité en fonction de l’énergie transverse des jets pour une énergie de collision de 7 TeV.

directe et moins complexe que l’inclusion de coordonnées cartésiennes des détecteurs ATLAS-MPX. On détermine la distribution de la pseudorapidité en fonction de l’énergie et du moment transverse pour les photons, les muons, les électrons, les “truth particles” (les pions et les kaons) et les jets en fonction de l’énergie transverse qui est définie comme  $E_T = E \sin \theta$  où  $E$  est l’énergie du jet et  $\theta$  est l’angle entre la direction du faisceau et la direction du jet.

### 6.1.2 Résultats de la simulation

Avec des informations sur la position de chaque détecteur, nous calculons dans le cadre Athena, le nombre de muons, de photons, d’électrons et de jets dans chaque détecteur ATLAS-MPX. Le nombre de particules est donné dans le tableau 6.1 pour chaque type.

Détecteur	photons	électrons	muons	jets
ATLAS-MPX 01	45	25	13	4
ATLAS-MPX 02	14	25	5	6
ATLAS-MPX 03	19	23	3	1
ATLAS-MPX 04	41	36	2	5
ATLAS-MPX 05	41	36	2	6
ATLAS-MPX 06	8	7	2	5
ATLAS-MPX 07	30	20	3	8
ATLAS-MPX 08	29	26	4	8
ATLAS-MPX 09	41	41	1	2
ATLAS-MPX 10	41	32	4	2
ATLAS-MPX 11	50	15	1	-
ATLAS-MPX 12	19	27	2	-
ATLAS-MPX 13	17	26	5	5
ATLAS-MPX 14	45	26	17	7
ATLAS-MPX 15	41	36	2	-
ATLAS-MPX 16	-	19	1	-

Tableau 6.I – Nombre de particules, muons, photons, des électrons et jets simulés avec GEANT4 et reconstruits par Athena. Le nombre de photons, de muons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement.

### 6.1.3 Résultats de la simulation avec d’autres particules

En plus des photons, des électrons, des muons et des jets, nous générons d’autres particules telles que les kaons, pions et tau comme “truth particles” avec une luminosité de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . L’information sur les pions, les kaons et taus se trouve dans le tableau 6.2, parce que le cadre Athena se concentre principalement sur l’analyse des photons, des électrons, des muons et des jets. Lorsque ces autres particules sont incluses dans les algorithmes, elles sont analysées séparément, car les fichiers générés ne comprennent pas les conteneurs AOD de ces particules. L’information de “truth particles” à l’endroit du détecteurs ATLAS-MPX est générale et contribue seulement à nous faire une idée de la proportion de particules qui atteindra le détecteur par rapport au nombre de particules générées. Ce groupe de “truth particles”, correspondrait à des mips dans le cadre MAFalda. Gardant à l’esprit le temps de demi-vie et la distance  $\gamma c \tau$  de ces particules

(tableau 6.3) seules les particules  $\pi^+$  et  $K^+$  générées uniquement au moment de la collision, peuvent atteindre les détecteurs ATLAS-MPX.

Détecteur	$\pi^+$	$\gamma\gamma$	$K^+$	$K_s^0$	$K_l^0$	$\tau$
ATLAS-MPX 01	<b>39536</b>	20377	<b>4005</b>	1851	1945	1
ATLAS-MPX 02	<b>27637</b>	14358	<b>2242</b>	1047	1053	-
ATLAS-MPX 03	<b>9962</b>	5067	<b>706</b>	375	372	-
ATLAS-MPX 04	<b>16527</b>	8673	<b>1423</b>	676	709	1
ATLAS-MPX 05	<b>10042</b>	5047	<b>753</b>	336	370	-
ATLAS-MPX 06	<b>10749</b>	5588	<b>718</b>	356	393	-
ATLAS-MPX 07	<b>26258</b>	12652	<b>1463</b>	679	753	1
ATLAS-MPX 08	<b>30826</b>	15606	<b>2810</b>	1333	1309	1
ATLAS-MPX 09	<b>6981</b>	3564	<b>670</b>	295	340	-
ATLAS-MPX 10	<b>3877</b>	2014	<b>322</b>	167	175	-
ATLAS-MPX 11	<b>11729</b>	6501	<b>1554</b>	751	775	-
ATLAS-MPX 12	<b>197</b>	105	<b>24</b>	14	13	-
ATLAS-MPX 13	<b>9866</b>	5021	<b>762</b>	354	362	-
ATLAS-MPX 14	<b>19581</b>	10159	<b>2011</b>	923	976	-
ATLAS-MPX 15	<b>54797</b>	30958	<b>1218</b>	626	607	-
ATLAS-MPX 16	<b>68058</b>	37811	<b>8578</b>	4303	4121	1

Tableau 6.II – Nombre des particules générées avec la simulation GEANT4. Les données en gras correspondent à des particules qui viennent du point de collision et peuvent atteindre les détecteurs ATLAS-MPX.

Les particules chargées comme les  $\pi^\pm$  et les  $K^\pm$  peuvent être détectées directement par les détecteurs ATLAS-MPX et sont identifiées comme des mips. Les particules neutres comme les  $\pi^0$ , les  $K_s^0$  sont détectées par leurs produits de désintégration, parce qu'elles se désintègrent dans une très courte distance qui est inférieure à la distance du point de collision aux détecteurs ATLAS-MPX et ne peuvent donc les atteindre [15]. Les  $\pi^0$  se désintègrent en deux photons avec une probabilité de  $(98.79 \pm 0.032)\%$ , lesquels peuvent être détectés avec les détecteurs ATLAS-MPX. L'angle d'ouverture entre les deux photons dans la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  est donné par :

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2(MeV)}{2E_{\gamma 1}(MeV)E_{\gamma 2}(MeV)} \quad (6.1)$$

où  $M_{\pi^0}$  est la masse du pion et  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  sont les énergies des photons produits par la

Particule	la masse(MeV)	demi-vie $\tau$ (s)	$\gamma c\tau$
$\tau$	$1776.84 \pm 0.17$	$(290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15}$	$616.72 \mu\text{m}$
$\pi^\pm$	$139.57 \pm 0.00035$	$(2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$	$55.32 \text{ m}$
$\pi^0$	$134.97 \pm 0.0006$	$(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}$	$177.92 \text{ nm}$
$K^\pm$	$493.67 \pm 0.016$	$(1.2380 \pm 0.0021) \times 10^{-8}$	$26.29 \text{ m}$
$K_s^0$	$497.614 \pm 0.024$	$(0.8959 \pm 0.0005) \times 10^{-10}$	$18.99 \text{ cm}$
$K_l^0$	$497.614 \pm 0.024$	$(5.116 \pm 0.020) \times 10^{-8}$	$108.74 \text{ m}$

Tableau 6.III – La masse, demi-vie des particules générées dans la simulation.  $\gamma$  est le facteur de Lorentz. [15].

désintégration. Pour pouvoir être détectés par un détecteur ATLAS-MPX, l'angle d'ouverture des photons émis doit être tel que ces photons puisse tomber dans un angle solide sous-tendu par le détecteur. Pour cela, nous mesurons le rayon de la sphère formée par les coordonnées de chaque détecteur, et la longueur d'un côté du détecteur qui est de 1.407 cm. L'angle  $\alpha_{mpx}$  formé entre chaque côté du détecteur le plus proche du point de collision est  $\alpha_{mpx}=0.228^\circ$  et l'angle d'ouverture des photons est  $\theta=0.44^\circ$  pour l'énergie minimale dans la simulation de 20 GeV pour chaque photon. Il n'est donc pas possible de détecter 100% du nombre de ce type de désintégration avec les détecteurs ATLAS-MPX. La détection correspond plutôt à 50% de ce nombre, c'est à dire un seul photon est détecté comme produit de la désintégration s'il atteint le détecteur.

La probabilité de désintégration de  $K_s^0$  en deux  $\pi^0$  est  $(30.69 \pm 0.05)\%$  et  $(69.20 \pm 0.05)\%$  en un paire  $\pi^+\pi^-$ . Pour ces deux cas, l'angle d'ouverture est donné par :

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{K^0}^2(\text{MeV}) - E_1^2(\text{MeV}) - E_2^2(\text{MeV})}{2E_1(\text{MeV})E_2(\text{MeV})} \quad (6.2)$$

où  $M_K^0$  est la masse du kaon  $K_l^0$  ou  $K_s^0$  et  $E_1, E_2$  sont les énergies des produits de désintégration. Pour le premier cas  $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , l'angle minimum d'ouverture pour les deux pions est  $\theta=0.77^\circ$  lequel correspond à une énergie de 351 MeV pour chaque pion, lesquels, se désintègrent en deux photons avec un angle d'ouverture  $\theta=45.11^\circ$ . Pour le second cas dans lequel les produits de désintégration sont deux pions  $\pi^\pm$ , l'angle minimum d'ouverture est  $\theta=0.77^\circ$ . Ainsi, une détection indirecte de la désintégration dans les détecteurs ATLAS-MPX serait possible pour l'un des pions qui atteint les détecteurs.

Puisque les  $K_L^0$  et  $\tau$ , se désintègrent à une distance de 108.74m et  $616.72\mu\text{m}$  du point de collision respectivement, ils sont rejetés dans l'analyse de reconnaissance dans le cadre Athena.

#### 6.1.4 Comparaison avec les données ATLAS-MPX

L'analyse est faite en normalisant les données à la luminosité intégrée correspondant à la date du fichier de données (162882) des détecteurs ATLAS-MPX, (voir l'annexe 2), car la luminosité intégrée du fichier "minimum bias" est différente (luminosité complète pour une année) de la luminosité des données réelles (luminosité selon le nombre de collisions dans une période de temps donnée). En outre, les détecteurs ATLAS-MPX ont un temps d'acquisition qui peut varier par fichier et les fichiers "minimum bias" ont un temps standard "lumiblocks" identifiant le temps, sur l'horloge du système d'acquisition de données d'ATLAS.

Le nombre de photons, des électrons et muons par luminosité intégrée (en  $nb^{-1}$ ) pour chaque détecteur ATLAS-MPX est présenté dans le tableau 6.4.

### 6.2 Les comparaisons avec les données obtenues par ATLAS-MPX

Les données obtenues avec les détecteurs ATLAS-MPX dans la caverne d'ATLAS sont un mélange de photons et d'électrons (Dots, small blobs et curly tracks). Le flux des photons et électrons qui atteignent les détecteurs ATLAS-MPX a été calculé avec un champ mixte de photons et d'électrons obtenu par simulation (Athena) des événements de "minimum bias" (voir tableau 6.5).

Avec cette information, nous pouvons estimer le pourcentage des événements de "minimum bias" pour les photons et des électrons mélangés dans les données acquises par les détecteurs ATLAS-MPX (voir tableau 6.6).

### 6.3 Comparaison des muons comme mips et données ATLAS-MPX

Nous supposons que tous les muons sont des mips. L'énergie de ces muons a été prise supérieure à 1 GeV. Dans les simulations, nous avons comparé ces valeurs avec les

Détecteur	photons par $nb^{-1}$	électrons par $nb^{-1}$	muons par $nb^{-1}$
ATLAS-MPX 01	13.99	7.77	4.04
ATLAS-MPX 02	-	-	-
ATLAS-MPX 03	0.15	0.18	0.03
ATLAS-MPX 04	0.30	0.26	0.014
ATLAS-MPX 05	0.30	0.26	0.015
ATLAS-MPX 06	0.056	0.049	0.014
ATLAS-MPX 07	0.21	0.14	0.035
ATLAS-MPX 08	0.20	0.18	0.028
ATLAS-MPX 09	0.29	0.29	0.007
ATLAS-MPX 10	0.29	0.22	0.028
ATLAS-MPX 11	0.51	0.15	0.275
ATLAS-MPX 12	0.19	0.27	0.27
ATLAS-MPX 13	0.18	0.28	0.055
ATLAS-MPX 14	6.46	3.73	2.44
ATLAS-MPX 15	-	-	-
ATLAS-MPX 16	-	3.26	0.009

Tableau 6.IV – Nombre de particules par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX, selon les simulations GEANT4 et Athena. Le nombre de photons, de muons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement.

données analysées comme mips avec des détecteurs ATLAS-MPX. Les traces lues par les détecteurs ATLAS-MPX (voir tableau 6.7) prennent en compte l'angle d'incidence pour être identifiées comme mips. Cela signifie que le muon doit laisser une trace d'environ 20 pixels dans le détecteur ATLAS-MPX. Ce qui correspond à un angle d'incidence supérieur à 60 degrés. Dans la simulation, nous n'incluons pas l'angle d'incidence.

### 6.3.1 Analyse de jets dans les détecteurs ATLAS-MPX

Les corrections d'énergie des jets générés par Monte Carlo, selon le type de jet (comme tau-jet, b-jet), sont calculées en utilisant les événements QCD simulés par des collisions proton-proton à  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$  et générés avec PYTHIA [3].

Les jets produits dans les collisions p-p ont un  $\Delta R \approx 0.3$  comparé au  $\Delta R$  pour la zone

Détecteur	photons et électrons par nanobarn inverse ( $\gamma e^- / nb^{-1}$ )	photons et des électrons MPX-USB par nanobarn inverse ( $\gamma e^- / nb^{-1}$ ) <small>Dots, curly tracks et small blobs</small>
ATLAS-MPX 01	21.76	120321.00
ATLAS-MPX 02	-	-
ATLAS-MPX 03	10.05	87131.00
ATLAS-MPX 04	4.27	57.85
ATLAS-MPX 05	3.19	66.16
ATLAS-MPX 06	0.11	137.92
ATLAS-MPX 07	0.35	3.21
ATLAS-MPX 08	0.38	3.05
ATLAS-MPX 09	4.11	11.06
ATLAS-MPX 10	0.52	8.85
ATLAS-MPX 11	0.66	8.18
ATLAS-MPX 12	0.46	9.87
ATLAS-MPX 13	0.47	581.97
ATLAS-MPX 14	10.05	87131.00
ATLAS-MPX 15	-	-
ATLAS-MPX 16	3.26	5.60

Tableau 6.V – Nombre des particules par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) pour le champ mixte des photons et électrons après la simulation GEANT4 et Athena et le nombre de photons et électrons mesurés pour les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre de photons et électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement.

de détection du détecteur ATLAS-MPX,  $\Delta R_{MPX} \approx 0.06$ . En raison de la complexité du processus physique et géométrique, nous supposons que le  $\Delta R_{MPX}$  est dans le  $\Delta R$  du jet. Ainsi, il peut y avoir une fraction du jet qui a atteint les détecteurs ATLAS-MPX, comme indiqué dans le tableau 6.1. Cependant nous ne pouvons pas analyser la composition des jets car nous sommes incapables d'estimer avec précision la position du détecteur ATLAS-MPX à l'intérieur du cône formé par le jet.



Détecteur	Pourcentage de photons ( $\gamma$ par $nb^{-1}$ )%	Pourcentage des électrons ( $e^{-}$ par $nb^{-1}$ )%	Total de Photons et des électrons ( $\gamma$ et $e^{-}$ per $nb^{-1}$ )%
ATLAS-MPX 01	0.011	0.006	0.018
ATLAS-MPX 02	-	-	-
ATLAS-MPX 03	0.19	0.23	0.42
ATLAS-MPX 04	0.51	0.44	0.96
ATLAS-MPX 05	0.45	0.39	0.84
ATLAS-MPX 06	0.042	0.035	0.076
ATLAS-MPX 07	6.54	4.63	10.99
ATLAS-MPX 08	6.54	5.89	12.70
ATLAS-MPX 09	2.62	2.62	5.24
ATLAS-MPX 10	3.27	2.48	5.85
ATLAS-MPX 11	6.23	1.83	8.10
ATLAS-MPX 12	1.92	2.73	4.74
ATLAS-MPX 13	0.03	0.048	0.081
ATLAS-MPX 14	0.007	0.004	0.011
ATLAS-MPX 15	-	-	-
ATLAS-MPX 16	0	3.26	3.26

Tableau 6.VI – Pourcentage de photons et d’électrons (“minimum bias”) de la simulation qui peuvent être mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre de photons et d’électrons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement.

#### 6.4 Simulation des neutrons et comparaison avec données ATLAS-MPX

Dans cette section, nous étudions le flux de neutrons générés par Monte Carlo dans les détecteurs ATLAS-MPX dans la caverne d’ATLAS au LHC. Le groupe de logiciels GCALOR [42] contient le code CALOR de simulation (y compris le code pour la simulation de neutrons de petite énergie MICAP) développé et maintenu par le Laboratoire national d’Oak Ridge (ORNL). De plus GCALOR contient une interface pour GEANT3 et GEANT4 [25]. CALOR a été largement utilisé pour l’analyse de systèmes calorimétriques pour les détecteurs de physique des hautes énergies. Le transport de particules interagissant électromagnétiquement est calculé par GCALOR et GEANT, ainsi que le suivi de ces particules et le calcul de leur dépôt d’énergie [36]. On a calculé le flux

Détecteur	$\mu(\text{mip})/nb^{-1}$	$\text{mip}(\text{MPX})/nb^{-1}$	<i>pourcentage</i> $\mu(\text{mip})/nb^{-1}$ <i>sur</i> – $\text{mip}(\text{MPX})/nb^{-1}$
ATLAS-MPX 01	4.04	1158.49	0.34%
ATLAS-MPX 02	-	-	-
ATLAS-MPX 03	0.024	1.97	1.22%
ATLAS-MPX 04	0.014	0.596	2.34%
ATLAS-MPX 05	0.015	1.41	1.06%
ATLAS-MPX 06	0.014	2.55	0.55%
ATLAS-MPX 07	0.035	0.021	61.76%
ATLAS-MPX 08	0.028	0.078	35.89%
ATLAS-MPX 09	0.007	0.075	9.33%
ATLAS-MPX 10	0.028	0.068	41.17%
ATLAS-MPX 11	0.275	0.010	24.39%
ATLAS-MPX 12	0.275	0.020	11.20%
ATLAS-MPX 13	0.055	21.71	0.25%
ATLAS-MPX 14	2.44	1329.78	0.18%
ATLAS-MPX 15	-	-	
ATLAS-MPX 16	0.009	0.017	52.9%

Tableau 6.VII – Nombre des muons(mips) et nombre de mips(MPX) par luminosité intégrée ( $nb^{-1}$ ) trouvés par la simulation GEANT4 et Athena, et la fraction des muons(mips) mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX. Le nombre des muons mesurés avec le détecteur ATLAS-MPX 02 et ATLAS-MPX 15 est zéro car ces détecteurs étaient débranchés à cause de son mauvais fonctionnement.

de neutrons Monte Carlo dans les détecteurs ATLAS-MPX, avec les paramètres géométriques : la valeur de la position  $\mathbf{z}$  et du rayon  $\mathbf{r}$  cylindrique formant les régions de chaque détecteur ATLAS-MPX.

Pour les calculs des flux de neutrons thermiques et rapides, les données utilisées sont comprises entre le 01 août 2010 et le 31 août 2010.

Dans la simulation de GCALOR, on peut obtenir le flux des neutrons dans une région de  $100\text{cm}^2$  (“scoring region”) [37][38] (voir figure 6.5). Nous ajoutons de nouvelles régions,  $0.156\text{cm}^2$  pour la région de LiF pour les neutrons thermiques (et lents) et  $0.499\text{cm}^2$  pour la région de PE pour les neutrons rapides. A titre de comparaison avec les détecteurs ATLAS-MPX, nous utilisons le résultat de GCALOR et la somme totale

du flux de neutrons avec une énergie inférieure à 100 keV [38], dans chaque détecteur ATLAS-MPX (voir table 6.8). Pour une énergie supérieure à 100 keV [38] on présente les résultats dans le tableau 6.9.

Le flux des particules passant à travers chaque détecteur ATLAS-MPX situé dans la caverne d'ATLAS est :

$$\Phi = \frac{N_{particules}}{4\pi A_{MPX} t \epsilon_{geom} \epsilon_{det}} \quad (6.3)$$

où  $N_{particules}$ ,  $A_{MPX}$ ,  $t$ ,  $\epsilon_{geom}$  et  $\epsilon_{det}$  sont respectivement le nombre des particules mesurées par le détecteur, l'aire du détecteur ATLAS-MPX, le temp de mesure, l'efficacité géométrique et l'efficacité de détection pour ces particules, (voir annexe1).

Détecteur	Flux de neutrons ( $Hz/cm^2$ ) région ${}^6LiF$ <i>simulation</i>	Flux de neutrons ( $Hz/cm^2$ ) <i>ATLAS – MPX</i> données réelles
ATLAS-MPX 01	2309.17	0.8826
ATLAS-MPX 02	388.24	0.000
ATLAS-MPX 03	23.76	0.00060
ATLAS-MPX 04	63.69	0.00171
ATLAS-MPX 05	46.83	0.00148
ATLAS-MPX 06	23.81	0.00049.
ATLAS-MPX 07	3.30	0.00028
ATLAS-MPX 08	3.62	0.000016
ATLAS-MPX 09	4.11	0.000069
ATLAS-MPX 10	2.54	0.00015
ATLAS-MPX 11	-	0.000063
ATLAS-MPX 12	6.09	0.00012
ATLAS-MPX 13	388.24	0.0
ATLAS-MPX 14	2309.17	0.0042
ATLAS-MPX 15	2308.95	0.0027
ATLAS-MPX 16		0.000005

Tableau 6.VIII – Comparaison entre le flux des neutrons avec une énergie inférieure à 100 keV générés par GCALEOR et le flux des neutrons mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX [38]. Le flux de neutrons mesuré avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement.

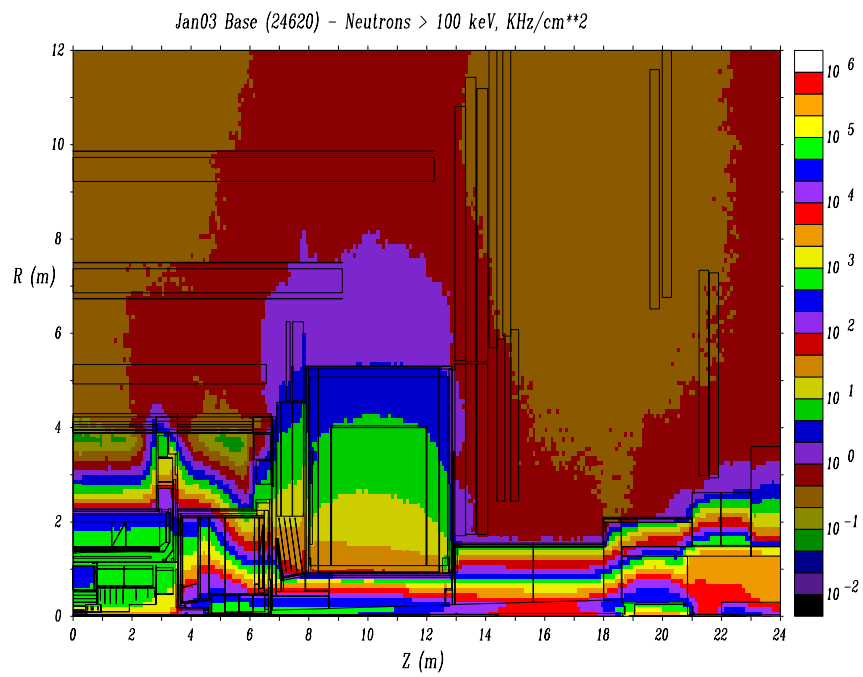


Figure 6.5 – Le flux neutron Monte Carlo calculé avec le logiciel GCALOR Jan03 [36] avec des neutrons ayant une énergie supérieure à 100keV [37].

Détecteur	Flux de neutrons ( $\text{Hz}/\text{cm}^2$ ) région PE <i>simulation</i>	Flux de neutrons ( $\text{Hz}/\text{cm}^2$ ) <i>ATLAS – MPX</i> données réelles
ATLAS-MPX 01	4513.08	0.740
ATLAS-MPX 02	504.55	0.000
ATLAS-MPX 03	27.44	0.00090
ATLAS-MPX 04	191.63	0.00191
ATLAS-MPX 05	65.54	0.00190
ATLAS-MPX 06	32.75	0.00387
ATLAS-MPX 07	1.53	0.00030
ATLAS-MPX 08	2.33	0.000006
ATLAS-MPX 09	7.07	8.85E-5
ATLAS-MPX 10	2.47	0.00020
ATLAS-MPX 11	-	0.00010
ATLAS-MPX 12	5.41	0.00020
ATLAS-MPX 13	504.55	0.152
ATLAS-MPX 14	4513.08	0.166
ATLAS-MPX 15	274253	0.107
ATLAS-MPX 16		

Tableau 6.IX – Comparaison entre le flux des neutrons avec une énergie supérieure à 100keV générée par GCALOR et le flux mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX [38]. Le flux de neutrons mesuré avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement.

## CHAPITRE 7

### CONCLUSION

Les positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le détecteur ATLAS en fonction de la pseudorapidité  $\eta$  et de l'angle azimutal  $\phi$  ont été introduites dans le cadre d'Athena (Athena framework) afin d'étudier le nombre de particules qui atteignent les détecteurs ATLAS-MPX à la suite des collisions proton proton dans ATLAS. La pseudorapidité  $\eta$  et l'angle azimutal  $\phi$  qui ont été utilisés pour chaque ATLAS-MPX, correspondent à leur centre géométrique. On a calculé une erreur de  $\pm 20mm$  autour du point central de chaque détecteur, correspondant à un  $\Delta\eta = \pm 0.070$  et  $\Delta\phi = \pm 0.0023$ . Pour les événements "minimum bias", nous avons étudié le nombre de photons et d'électrons séparés et mélangés, en simulant le nombre de photons et d'électrons qui atteignent les détecteurs ATLAS-MPX. Dans les résultats, nous pouvons voir qu'il y a une fraction de photons et d'électrons de "minimum bias" qui proviennent du point de collision et peuvent être mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX.

D'un autre côté, il existe le problème de "mistag", c'est-à-dire que le détecteur ne peut pas distinguer avec précision les photons des électrons de basse énergie. Dans la simulation, on a des photons et des électrons de haute énergie qui sont bien identifiés.

Dans l'analyse des muons, que nous considérons comme mips, nous voyons une fraction de muons qui atteignent le détecteur ATLAS-MPX. Comme dans le cas des électrons et des photons, il peut être très utile d'analyser les informations obtenues sur les mips par les détecteurs, gardant à l'esprit que les informations au niveau de la lecture des traces par les détecteurs ATLAS-MPX sont sélectionnées pour des événements avec un angle d'incidence supérieur à 60 degrés. Cet angle est choisi parce que la particule laisse alors une trace de plus de 20 pixels et le cadre MAFalda sélectionne alors ces événements comme mips. Dans la simulation, nous ne prenons pas en compte l'angle d'incidence, mais l'énergie de la particule qui atteint le détecteur est considérée. Nous supposons dans la simulation que ces muons sont des mips avec une énergie supérieure à 1 GeV. Ces muons proviennent du point de collision et nous excluons les muons cosmiques dans

l'analyse. Le flux des muons cosmiques mesuré dans les détecteurs ATLAS-MPX est  $\approx 2 \times 10^{-4} \text{muons cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Dans le tableau 6.4 et 6.5, nous observons qu'il ya un plus grand nombre de particules par  $nb^-$  dans les détecteurs ATLAS-MPX 01 et ATLAS-MPX 14 parce que ces détecteurs sont plus proches du point de collision par rapport aux autres détecteurs.

Nous avons étudié la possibilité de détecter des jets dans les détecteurs ATLAS-MPX. Nous avons calculé le  $\Delta R_{MPX} \approx 0.06$  pour chaque détecteur ATLAS-MPX. Par rapport au  $\Delta R \approx 0.3$  qui est estimé pour les jets, le  $\Delta R_{MPX}$  est  $\approx$  de 20% de  $\Delta R$ . Les particules qui forment les jets sont jetées au hasard dans un cône, car nous ne connaissons pas les positions du détecteurs ATLAS-MPX à l'intérieur du cône défini par le jet. Nous pouvons seulement dire qu'une fraction de 20% des jets peut être détecté si le détecteur ATLAS-MPX est dans le cône du jet.

L'analyse d'autres particules telles que les pions, kaons et taus, est effectuée à partir du conteneur AOD de "truth particles" d'AnalysisSkeleton.cxx, parce que le cadre Athena avec cet algorithme, se concentre principalement sur l'analyse des photons, des électrons, des muons et des jets avec des conteneurs AOD spécifiques. Lorsque ces particules sont incluses dans les algorithmes, elles sont analysées séparément, car les fichiers générés ne comprennent pas les conteneurs AOD spécifiques de ces particules. Cela, signifie que l'information de "truth particles" est générale et contribue seulement à nous faire une idée de la proportion de particules qui atteignent le détecteur par rapport au nombre de particules générées. Ce groupe de particules  $\pi^+$  et  $K^+$ , correspondrait à des mips dans le cadre MAFalda. Les particules chargées comme les  $\pi^\pm$  et les  $K^\pm$  peuvent être détectées directement par les détecteurs ATLAS-MPX et identifiées comme mips. Les particules neutres comme les  $\pi^0$  et les  $K_s^0$  seraient détectées par leurs produits de désintégrations, parce qu'elles se désintègrent à l'intérieur d'une très courte distance [15], avant de toucher les détecteurs ATLAS-MPX. Les  $\pi^0$  se désintègrent avec un pourcentage de  $(98.79 \pm 0.032)\%$  en deux photons, qui pourraient être détectés. Cependant, l'angle d'ouverture entre les deux photons est plus grand que l'angle défini par la géométrie du détecteur ATLAS-MPX ( $\pm 20$  mm). Par conséquent, seulement un photon provenant la désintégration de  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  pourrait être détecté. Pour les  $K_s^0$  comme les pions,

l'angle d'ouverture des produits de désintégration est plus grand que l'angle défini par la géométrie du détecteur ATLAS-MPX, Par conséquent, seulement un pion provenant de la désintégration  $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$  pourrait être détecté. Les  $K_l^0$  et  $\tau$ , se désintégrant à une distance de 108.74m et  $616.72\mu\text{m}$  du point de collision respectivement sont rejetés dans l'analyse de la reconnaissance de traces par Athena.

Nous avons calculé le flux de neutrons par la simulation Monte Carlo (GCALOR), en utilisant des cartes de flux générés dans une région de 10cm x 10cm [37]. Nous avons choisi dans ces régions de 10cm x 10cm, des régions correspondant à la zone des convertisseurs de fluorure de lithium ( $^6\text{LiF}$ ) et polyéthylène (PE),  $0.15\text{cm}^2$  et  $0.49\text{cm}^2$  respectivement. Les données obtenues par simulation montrent un nombre de neutrons plus grand que le nombre de neutrons détectés par les détecteurs ATLAS-MPX. C'est parce que la simulation GCALOR prend en compte une luminosité constante de  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  toute l'année et donc le nombre de neutrons est beaucoup plus grand que le nombre mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX qui dépendent de la luminosité réelle. Un grand nombre de neutrons thermiques et rapides est emmagasiné dans les détecteurs 1, 14 et 15, pour lesquels le flux de neutrons est plus élevé en raison de l'accumulation de matériaux qui se trouvent à leur proximité. Ces trois détecteurs sont donc exposés aux neutrons produits par les interactions de particules secondaires issues des collisions proton-proton avec les matériaux les entourant. De plus les câbles à leur proximité sont riches en hydrogène et en cuivre et provoquent donc la thermalisation de neutrons rapides. Ce qui modifie localement le rapport entre les nombres de neutrons thermiques et neutrons rapides. La simulation des flux de neutrons est complexe et nous continuons à développer des outils pour améliorer les résultats.

Ces résultats peuvent nous aider à améliorer les paramètres de détection dans le cadre de MAFalda pour identifier des photons et des électrons de basse énergie et les mips qui atteignent les détecteurs ATLAS-MPX. Aussi les informations obtenues par les détecteurs ATLAS-MPX du flux de neutrons peuvent nous aider à améliorer et valider les simulations GCALOR.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Atlas detectors, 2005. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlasComputing>.
- [2] Atlas detectors, 2005. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlasDetectors>.
- [3] Atlas Jet and Missing et Group, 2009. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetEtMiss>.
- [4] ATLAS Metadata Interface, 2010. URL <http://ami.in2p3.fr/AMI/servlet/net.hep.atlas.Database.Bookkeeping.AMI.Servlet.Command?linkId=512>.
- [5] Evaluated nuclear data file ENDF retrieval plotting, 2010. URL <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>.
- [6] Medipix collaboration, 2010. URL <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>.
- [7] National Institute of Standards and Technology, 2010. URL <http://physics.nist.gov/>.
- [8] J. Bouchami, A. Gutierrez, A. Houdayer, J. Jakubek, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, J. Martin, M. Platkevic, S. Pospisil et C. Teyssier. Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of heavy ionizing particles interacting with a medipix2 device. *to appear in Nucl. Instr. and Meth. A 2010*, 2009.
- [9] M. Campbell, C. Leroy, S. Pospisil et M. Suk. Measurement of Spectral Characteristics and Composition of Radiation in ATLAS by MEDIPIX2-USB Devices. *Project Proposal at*, 815615, <http://edms.cern.ch/document/>.
- [10] ATLAS Collaboration. Atlas technical proposal for a general purpose pp experiment at the large hadron collider at cern. *CERN/LHC*, 1(94-43), 1994.

- [11] ATLAS Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *Jinst*, 2008.
- [12] The ATLAS Collaboration. Detector and Physics Performance Technical Design Report. *CERN/LHC*, 1(99-15), 1999.
- [13] The ATLAS Collaboration. Cross-Sections, Monte Carlo Simulations and Systematic Uncertainties. *ATL-PHYS-PUB-2009-033*, 1, 2009.
- [14] M. Costa. QCD measurements from minimum bias to jets. *Acta Phys. Pol. B*, 1(38):409–415, 2007.
- [15] Particle Data Group. Physics letters b. *Review of Particle Physics*, 6671/1, 2008.
- [16] A. Breakstone et al. Charged multiplicity distribution in pp interactions at cern ISR energies. *Phys. Rev. D*, 30(3):528, 1984.
- [17] Bouchami et al. User-extensible implementation of a pattern recognition algorithm for imprints produced by ionizing radiation in a device from the Medipix family. *Communication interne, Université de Montréal*, 2010.
- [18] F. Abe et al. Pseudorapidity distributions of charged particles produced in p-p interactions at  $\sqrt{s} = 630$  and 1800 GeV. *Phys. Rev. D*, 41(3):2330, 1990.
- [19] F. Guescini et al. Beam Background Studies for the Minimum Bias Measurements from p-p Interactions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV. *ATL-COM-PHYS-2010-037*, 1, 2010.
- [20] G. Brandt et al. Selection of Minimum Bias Events in p-p interactions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV with the ATLAS detector at lh. *ATL-COM-PHYS-2010-036*, 2010.
- [21] G. J. Alner et al. Scaling violations in multiplicity distributions at 200 and 900 GeV. *Phys. Rep.*, 154(5,6):247, 1987.
- [22] G. Schuler et al. Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total cross section. *Phys. Rev. D*, 1(49):2257–2267, 1994.

- [23] J.-F. Arguin et al. Track reconstruction efficiency in  $\sqrt{s} = 900$  GeV data. *ATLAS-note-february-1*, 1, 2010.
- [24] P. Behera et al. Data Quality for the Minimum Bias Analysis of p-p interactions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV. *ATLAS-note-February-1*, 2010.
- [25] S. Agostinelli et al. GEANT4, a Simulation Toolkit. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 1(506):250–303, 2003.
- [26] T. Alexopoulos et al. The role of double parton collisions in soft hadron interactions. *Phys. Lett. B*, 435:453, 1998.
- [27] C. Leroy et P.G. Rancoita. *Radiation interaction in matter and principles of detection*. Seconde Édition, World Scientific, Singapour, 2009.
- [28] A. Gutierrez. Étude de la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides. *mémoire de maîtrise, Université de Montréal*, 2009.
- [29] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, D. Vavrik et Z. Vykydal. Data acquisition and processing software package for Medipix-2 device. *Nucl. Instr. and Meth A*, 563:254–258, 2006.
- [30] J. Idarraga. MAFalda, Medipix Analysis Framework, 2010. URL <https://dirac.lps.umontreal.ca/websvn/wsvn/medipix/users/idarraga/documents/MAFCoreA/MAFCoreA.tex?rev=398>.
- [31] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley Sons Inc, 2000.
- [32] R. Kwee. Minimum Bias Triggers at ATLAS, LHC. *ATL-DAQ-PROC*, 1, 2008.
- [33] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Springer-Verlag, 1994.
- [34] A. Moraes. Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies. *Eur. Phys. Journal C*, 1(50):435–466, 2007.

- [35] S. Ostapchenko. On the model dependence of the relation between minimum-bias and inelastic proton-proton cross sections. *arXiv :1103.5684v1 [hep-ph]*, 1, 2011.
- [36] S.Baranov, M.Bosman, I.Dawson, V.Hedberg, A.Nisati et M.Shupe. Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS. *ATL-GEN*, 1(001), 2005.
- [37] M. Shupe. Radiation flux maps from gcalor, 2003. URL [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/RADIATION/Radiation\\_maps\\_jan03.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/RADIATION/Radiation_maps_jan03.html).
- [38] M. Shupe. Radiation flux maps(tables) from GCALOR, 2003. URL [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/RADIATION/Radiation\\_tables\\_jan03.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/RADIATION/Radiation_tables_jan03.html).
- [39] T. Sjostrand, S. Mrenna et P. Skands. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Computer Physics Communications*, 178(11):852–867, 2006.
- [40] S. Mrenna et P. Skands T. Sjostrand. A Study of Minimum Bias Events. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [41] P Behera et al The ATLAS Collaboration. A Study of Minimum Bias Events. *ATL-PHYS-PUB-2009-033*, 1, 2009.
- [42] C. Zeitnitz et T. Gabriel. GCALOR, 2001. URL <http://www.physik.uni-mainz.de/zeitnitz/gcalor/gcalor.html>.

## Annexe I

### Annexe 1

Nous calculons l'efficacité géométrique, en considérant l'aire du détecteur ATLAS-MPX et la surface de la sphère ayant comme centre le point de collision dans le détecteur ATLAS et comme rayon la distance entre le point de collision et le détecteur ATLAS-MPX :

$$\epsilon_{\text{geometrique}} = \frac{A_{\text{MPX}}}{4\pi r^2} \quad (\text{I.1})$$

où  $A_{\text{MPX}}=1.98\text{cm}^2$  est l'aire du détecteur ATLAS-MPX et  $r$  (cm) est le rayon de la sphère.

Détecteur	Efficacité géométrique
ATLAS-MPX 01	$1.282 \times 10^{-6}$
ATLAS-MPX 02	$8.952 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 03	$7.359 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 04	$3.008 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 05	$2.744 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 06	$2.495 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 07	$7.408 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 08	$4.433 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 09	$6.584 \times 10^{-8}$
ATLAS-MPX 10	$2.862 \times 10^{-8}$
ATLAS-MPX 11	$5.200 \times 10^{-9}$
ATLAS-MPX 12	$1.725 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 13	$1.274 \times 10^{-6}$
ATLAS-MPX 14	$8.941 \times 10^{-7}$
ATLAS-MPX 15	$4.486 \times 10^{-8}$
ATLAS-MPX 16	$3.721 \times 10^{-4}$

Tableau I.I – Efficacité géométrique pour les détecteurs ATLAS-MPX.

L'efficacité de détection est calculée à partir de la formule :

$$\epsilon_{detection} = 1 - e^{-\mu\rho x} \quad (I.2)$$

où  $\mu=0.0446 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  est le coefficient d'atténuation des photons dans le silicium,  $\rho=2.35 \text{ gcm}^{-3}$  est la densité du silicium et  $x$  est l'épaisseur de la plaquette de silicium du détecteur ATLAS-MPX.

L'efficacité de détection des neutrons rapides dans les régions de  ${}^6\text{LiF}$  et polyéthylène du détecteur ATLAS-MPX est évaluée à partir de la formule :

$$\epsilon_{detection} = \frac{N_n}{\Phi t A} 100 \quad (I.3)$$

où  $N_n$  est le nombre des neutrons (signal provenant des neutrons captés dans le détecteur),  $\Phi$  est le flux des neutrons ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ),  $t$  est le temps de mesure (s) et  $A$  est l'aire ( $\text{cm}^2$ ) de la région du détecteur ATLAS-MPX considérée [28].

L'efficacité de détection des neutrons rapides de la région de polyéthylène exclusivement est évaluée selon :

$$\epsilon_{PE} = \frac{\frac{N_{PE+Si}}{A_{PE+Si}} - \frac{N_{Si}}{A_{Si}}}{\Phi t} \quad (I.4)$$

où  $N_{PE+Si}$  et  $N_{Si}$  sont le nombre de signaux provenant des interactions des neutrons dans le détecteur pour les régions PE + Si et Si respectivement.  $A_{PE+Si}$  et  $A_{Si}$  sont les aires des régions PE + Si et Si respectivement [28].

Particule	Efficacité de détection
photons	0.3117%
électrons	100%
muons	100%
neutrons thermiques région ${}^6\text{LiF}$	10.35%
neutrons rapides région de polyéthylène	5.614%

Tableau I.II – Efficacité de détection pour photons, électrons, muons, neutrons thermiques et neutrons rapides.

## Annexe II

### Annexe 2

#### II.1 Calcul de luminosité dans les détecteurs ATLAS-MPX

La luminosité mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX est calculée dans la période de temps pendant laquelle les faisceaux sont stables. Pendant cette période sont produites des collisions proton-proton :

$$L_{mpx} = t_{mpx} \times L_{fs}(nb^{-1}) \quad (II.1)$$

où  $L_{fs}$  est la luminosité intégrée qui peut être trouvée dans les fichiers d'ATLAS "run-query" et  $t_{MPX}$  est le temps de mesure avec le détecteur ATLAS-MPX, pendant la période de faisceaux stables.

avec :

$$t_{mpx} = \frac{t_{mpx}}{t_{faisceau}} \quad (II.2)$$

où  $t_{faisceau}$  est le temps de faisceaux stables pendant les collisions proton-proton :

$$t_{faisceau} = [(t_{final}) - (t_{initial})] \times 24 \times 3600 \quad (II.3)$$

où  $t_{final}-t_{initial}$  est l'intervalle de temps de mesure pendant la période de collisions entre le temps final de mesure ( $t_{final}$ ) avec le faisceaux stables et le temp initial de mesure ( $t_{initial}$ ) avec les faisceaux stables.

Détecteur	luminosité intégrée ATLAS-MPX ( $nb^{-1}$ )
ATLAS-MPX 01	6.68
ATLAS-MPX 02	-
ATLAS-MPX 03	264.88
ATLAS-MPX 04	283.25
ATLAS-MPX 05	283.55
ATLAS-MPX 06	293.97
ATLAS-MPX 07	293.73
ATLAS-MPX 08	293.73
ATLAS-MPX 09	293.73
ATLAS-MPX 10	292.44
ATLAS-MPX 11	218.98
ATLAS-MPX 12	218.98
ATLAS-MPX 13	203.01
ATLAS-MPX 14	15.54
ATLAS-MPX 15	-
ATLAS-MPX 16	-

Tableau II.I – Luminosité intégrée mesurée avec les détecteurs ATLAS-MPX. La luminosité intégrée mesurée avec le détecteur ATLAS-MPX 02 est zéro car ce détecteur était débranché à cause de son mauvais fonctionnement.